材料科学与技术丛书

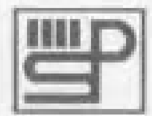
R. W. 卡恩 P. 哈森 E. J. 克雷默 主编

（第6卷）

材料的塑性变形与断裂

（德） H. 米格兰比 主编

科学出版社



材料科学与技术丛书(第6卷)

R.W.卡恩　P.哈森　E.J.克雷默　主编

材料的塑性变形与断裂

〔德〕H.米格兰比　主编

颜鸣皋　等译





科学出版社

1998

图字：01-97-1615 号

图书在版编目(CIP)数据

材料的塑性变形与断裂/〔德〕米格兰比主编；颜鸣皋等译.-北京：科学出版社，1998.6
(材料科学与技术丛书：第6卷)
书名原文：Plastic Deformation and Fracture of Materials
ISBN 7-03-006413-5

Ⅰ.材… Ⅱ.①米…②颜… Ⅲ.①工程材料-塑性变形 ②工程材料-断裂
Ⅳ.TB301

中国版本图书馆 CIP 数据核字(97)第 26668 号

科 学 出 版 社 出版
北京东黄城根北街16号
邮政编码 [illegible]
北京双青印刷厂 印刷
新华书店北京发行所发行　各地新华书店经售

1998年6月第 一 版　开本：787×1092 1/16
1998年6月第一次印刷　印张：40 3/4
印数：1—2 600　字数：941 000

定价：92.00 元

Materials science and technology: a comprehensive treatment/ed. by R. W. Cahn…-Weinheim; New York; Basel; Cambridge: VCH.
Plastic deformation and fracture of materials/Vol. ed.: Haël Mughrabi. -Weinheim; New York; Basel; Cambridge: VCH, 1993
Materials science and technology; Vol. 6

《材料科学与技术》丛书
中文版编委会

总 译 序

20世纪80年代末，英国剑桥大学的R. W. 卡恩教授、德国哥丁根大学的P. 哈森教授和美国康乃尔大学的E. J. 克雷默教授共同主编了《材料科学与技术》(Materials Science and Technology) 丛书。该丛书是自美国麻省理工学院于80年代中期编写的《材料科学与工程百科全书》(Encyclopedia of Materials Science and Engineering) 问世以来的又一部有关材料科学和技术方面的巨著。该丛书全面系统地论述了材料的形成机理、生产工艺及国际公认的科研成果，既深刻阐述了有关的基础理论，具有很高的学术水平，又密切结合生产实际，实用价值较强。

该丛书共19卷 (23分册)，分三大部分：第1～6卷主要阐述材料科学的基础理论；第7～14卷重点介绍材料的基本性能及实际应用；第15～19卷则着重论述材料的最新加工方法和工艺。

该丛书覆盖了现代材料科学的各个领域，系统而深入地对材料科学和技术的各个方面进行了精辟的论述，并附以大量图表加以说明，使其内容更加全面、翔实，论述也比较严谨、简洁。

有400余名国际知名学者、相关领域的学术带头人主持或参加了该丛书的撰写工作，从而使该丛书具有很高的权威性和知名度。

该丛书各卷都附有大量参考文献，从而为科技工作者进一步深入探讨提供了便利。

随着我国科学技术的飞速发展，我国从事与材料有关研究的科技人员约占全部科技人员的1/3，国内现有的有关材料科学方面的著作远远满足不了广大科技人员的需求。因此，把该丛书译成中文出版，不但适应我国国情，可以满足广大科技人员的需要，而且必将促进我国材料科学技术的发展。

基于此，几年前我们就倡议购买该丛书的版权。科学出版社与德国VCH出版社经过谈判，于1996年10月达成协议，该丛书的中文版由科学出版社独家出版。

为使该丛书中文版尽快与广大读者见面，我们成立了以师昌绪、柯俊、R. W. 卡恩为主编，各分卷主编为编委的中文版编委会。为保证翻译质量，各卷均由国内在本领域学术造诣较深的教授或研究员主持有关内容的翻译与审核工作。

本丛书的出版与中国科学院郭传杰研究员的帮助和支持是分不开的，他作为长期从事材料科学研究的学者，十分理解出版本丛书的重大意义，购买本

丛书版权的经费问题就是在他的大力协助下解决的，特此对他表示感谢。另外，本丛书中文版的翻译稿酬由各卷主编自筹，或出自有关课题组和单位，我们对他们给予的支持和帮助表示衷心的谢意。

我们还要感谢中国科学院外籍院士、英国皇家学会会员R.W.卡恩教授，他以对中国人民的诚挚友谊和对我国材料科学发展的深切关怀，为达成版权协议做出了很大努力。

材料是国民经济发展、国力增强的重要基础，它关系着民族复兴的大业。最近几年，我国传统材料的技术改造，以及新型材料的研究正在蓬勃展开。为适应这一形势，国内科技界尽管编著出版了不少材料科学技术方面的丛书、工具书等，有的已具有较高水平，但由于这一领域的广泛性和迅速发展，这些努力还是不能满足科技工作者进一步提高的迫切要求，以及我国生产和研究工作的需要。他山之石，可以攻玉。在我国造诣较深的学者的共同努力下，众煦漂山，集腋成裘，将这套代表当代科技发展水平的大型丛书译成中文。我们相信，本丛书的出版，必将得到我国广大材料科技工作者的热烈欢迎。

为了使本丛书尽快问世，原著插图中的英文说明一律未译，各卷索引仍引用原著的页码，这些页码大致标注在与译文相应的位置上，以备核查。

由于本丛书内容丰富，涉及多门学科，加之受时间所限，故译文中难免存在疏漏及不足之处，请读者指正。

师昌绪

柯　俊

1998年3月于北京

译 者 序

材料的塑性变形与断裂是材料最基本和最重要的力学行为，因此，用实验和理论方法确定材料在某一特定条件下发生塑性变形的微观机制，并把微观机制与宏观可测的性能联系起来，是材料科学工作者的一项极其重要的任务。有关材料的塑性变形和断裂行为，不仅是研制具有优良性能材料所不可缺少的知识，而且也是设计人员在零部件设计时优先考虑的内容。正如国际著名教授J. Schijve在 1993 年国际疲劳会议上所作的报告中指出的：有关新材料的应用不仅要建立在了解有关设计与工艺要求的基础上，而且也要建立在材料在变形和断裂过程中的行为基础上。

本卷既对材料在特定条件下塑性变形和断裂的经典理论进行了描述，又介绍了近年来编著者及各国材料工作者在该领域所取得的最新研究成果。本卷内容丰富、论述系统、深入浅出，具有理论分析、数值计算与试验研究相结合的特点，是材料科学研究领域中的一部重要学术专著。它既可作为高等院校材料专业硕士和博士研究生的教材，也适合于从事材料研制、设计与使用、失效分析与预防研究的教师和工程技术人员参考。

本卷由中国航空工业总公司航空材料研究院颜鸣皋院士和韩雅芳研究员组织翻译。参加本书翻译工作的有：韩雅芳（前言）；焦汇胜（第 1，4 章）；于熙泓（第 2 章）；朱知寿（第 3，7 章）；邢占平（第 5 章）；肖程波（第 6 章）；张宏伟（第 8 章）；桂满昌（第 9 章）；唐见茂（第 10 章）；张诗捷（第 11 章）；陶春虎（第 12，13 章）。

参加本卷审校工作的有：阮中慈、郑运荣（第 1 章）；王乐安（第 2 章）；曹春晓（第 3 章）；陶春虎（第 4，7，9，11 章）；韩雅芳（第 5，8 章）；全宏声（第 6 章）；王山根、习年生（第 10 章）；傅孙靖（第 12 章）；王仁智（第 13 章）。陶春虎和朱知寿对全书进行了统稿。

颜鸣皋院士和韩雅芳研究员对全书进行了审查与定稿。

由于本卷涉及内容广泛，受时间和水平所限，书中难免存在缺点和不足之处，希望读者批评指正。

丛书序

材料是多种多样的，如金属、陶瓷、电子材料、塑料和复合材料，它们在制备和使用过程中的许多概念、现象和转变都惊人地相似。诸如相变机理、缺陷行为、平衡热力学、扩散、流动和断裂机理、界面的精细结构与行为、晶体和玻璃的结构以及它们之间的关系、不同类型材料中的电子的迁移与禁锢、原子聚集体的统计力学或磁自旋等的概念，不仅用来说明最早研究过的单个材料的行为，而且也用来说明初看起来毫不相干的其它材料的行为。

正是由于各材料之间相互有机联系而诞生的材料科学，现在已成为一门独立的学科以及各组成学科的聚集体。这本新的丛书就是企图阐明这一新学科的现状，定义它的性质和范围，以及对它的主要组成论题提供一个综合的概述。

材料技术(有时称材料工程)更注重实际。材料技术与材料科学相互补充，主要论及材料的工艺。目前，它已变成一门极复杂的技艺，特别是对新的学科诸如半导体、聚合物和先进陶瓷（事实上对古老的材料）也是如此。于是读者会发现，现代钢铁的冶炼与工艺已远超越古老的经验操作了。

当然，其它的书籍中也会论及这些题目，它们往往来自百科全书、年报、专题文章和期刊的个别评论之中。这些内容主要是供专家（或想成为专家的人）阅读。我们的目的并非是贬低同行们在材料科学与技术方面的这些资料，而是想创立自己的丛书，以便放在手边经常参考或系统阅读；同时我们尽力加快出版，以保证先出的几卷与后出的几卷在时效方面有所衔接。个别的章节是较之百科全书和综述文章讨论得更为详细，而较之专题文章为简略。

本丛书直接面向的广大读者，不仅包括材料科学工作者和工程师，而且也针对活跃在其它学科诸如固体物理、固体化学、冶金学、建筑工程、电气工程和电子学、能源技术、聚合物科学与工程的人们。

本丛书的分类主要基于材料的类型和工艺模式，有些卷着眼于应用(核材料、生物材料)，有些卷则偏重于性能（相变、表征、塑性变形和断裂）。有些题材的不同方面有时会被安排在两卷或多卷中，而有些题材则集中于一专卷内(如有关腐蚀的论述就是编在第7卷的一章中，有关粘结的论述则是编在第12卷的一章中)。编者们特别注意到卷内与卷间的相互引证。作为一个整体，本丛书完成时将刊出一卷累积的索引，以便查阅。

我们非常感谢VCH出版社的编辑和生产人员，他们为收集资料并最后出

书,对这样繁重的任务作出了大量而又高效的贡献。对编辑方的Peter Gregory博士和Deborah Hollis博士、生产方的Hans-Jochen Schmitt经济学工程师表示我们的特别谢意。我们亦感谢VCH出版社的经理们对我们的信任和坚定的支持。

R. W. 卡恩 (Cambridge)

P. 哈森 (Göttingen)

E. J. 克雷默 (Ithaca)

1992年11月

前　言

具有各种特殊性能的现代工程材料有着广阔的应用前景。为着种种目的，尤其是机械及航空航天工程的要求，人们需要具有良好塑性变形和断裂抗力的各种高强材料。而在另一极端情况下，即在材料的成形过程中，人们却希望所采用的材料具有足够高的延性，以便在既不太难加工而又能节省能量的方式下产生大变形。除此之外，还希望产品在使用过程中具有足够的强度。必须看到，由于工作应力、温度及环境的恶劣，对工程材料的性能要求在不断提高，同时还要求这些材料及其零件的制作、成形具有低的成本。

研究现代工程材料的主要任务就是与上述要求同步发展，以达到共识。此外，为了寻找工程材料研究的理论背景，更进一步地提高技术水平是必要的。测试技术与计算技术的进步对工程材料的最新发展起了重要作用。本卷的目的就在于提供有关材料的塑性变形和断裂方面的知识和研究现状。作为这一卷的编辑，我十分荣幸地邀请了一批来自不同国家的、国际上著名的学者（我的同事）作为各章的作者。这样，读者将会发现，关于经典的塑性和断裂方面的现代论述已经成熟到用教科书教授的阶段，有关这些主题的研究文献目前仍然是讨论的焦点，它涉及到基础性的且又扩展到技术内涵的内容。在以往的60多年里，有关金属和合金的塑性与断裂现象的研究要比非金属的广泛得多。基于这一事实，本卷对非金属的塑性与断裂的研究不可能像对金属和合金那样竭尽全力去阐述。此外，关于非金属的机械性能更为详细的论述可在本丛书的其它卷，如第9卷《玻璃与非晶体材料》、第11卷《陶瓷结构与性能》、第12卷《聚合物结构与性能》及第13卷《复合材料结构与性能》的某些章节中找到。

本卷前言之后，有关经典的屈服应力和加工硬化的概念，第2章提出了最新的阐述。该章采用位错这一主线把早期的和最近的研究方法统一起来。第3章重点讨论大应变状态下的金属变形与织构，并强调最近10年来这个旧论点的重要意义再次继续受到重视。第4章涉及到一个新型的形象学科“Emerging”，它逐渐得以发展，肯定会更密切地与变形晶体的位错分布的演变旧模式联系起来。

固溶强化是采用合金化来强化金属的一种经典方法，也是一个传统的课题，但其仍具有魅力，故另辟第5章进行综合论述。随后的第6章同样论述到合金，即金属间化合物的变形。这种新型的高强度材料，无论从本质上还是技术上来评估，都认为是有前景的、高温下使用的候选材料。第7章论述的重点

是从技术上强调了第二相粒子提高强度的重要性，它起到阻碍滑移的作用，目前人们正考虑从实验和理论上对其进行探讨。高温下塑性变形是第8章和第9章的主要议题。其中第8章主要论述在存在动态回复情形下的塑性、应变硬化和软化的基本机制，特别是综合阐述了高温下有关蠕变的含义。如前面的所有章节那样，这一章主要集中讨论材料的变形抗力。而第9章所论述的金属、陶瓷和金属间化合物的超塑性现象，则是由于在高温下细晶粒材料较易产生稳定的塑性流变而允许很大变形所致。由此可见，高蠕变变形抗力在技术上具有重要意义，而且其超塑性变形能力的重要性也是显而易见的。

第10章从新的角度论述非晶体玻璃态材料，介绍由特有的结构特征而不是用位错控制其非弹性变形和断裂行为。第11至第13章从广义上论述过渡的塑性变形，最终导致断裂而使材料失效。其中，第11章涉及到在各种不同的循环载荷下，不同材料与裂纹的萌生和扩展的响应；第12章则完全论述断裂机制，涉及到脆性和延性断裂模型的论题，包括蠕变断裂、受界面控制的开脱以及环境的“腐蚀”作用(是从连续断裂力学和微观结构的观点来论述的)；第13章论述了在滚动接触中的材料行为以及由粘着或磨粒磨损而引起的退化变质。这一课题是很重要的，它不仅涉及到轴承的滚动接触，也涉及金属切削过程。

工程材料的力学行为不可能在本卷都得到全面的阐述。这里所探讨的论题均提供了基本机理方面的、概括性的知识背景，从而使读者更好地理解强度、延性、断裂韧度之间，以及各种工程材料塑性变形性能、断裂行为和微观结构之间的相互作用。这种知识逐渐变得如在应变、应力和温度复合状态下作为材料和构件行为的微观结构模型基础那样重要。由于作者很多，要确保各处使用的相同符号具有相同的意义是不可能的。然而，我们力求作到这一点，以避免混淆。同样由于篇幅所限，有几个重要议题，如复合材料的腐蚀开裂、变形与断裂不得不忍痛割爱，或仅仅适当地加以介绍。对此，读者可参考本丛书的第13卷。

希望本卷将有助于从事实际工作的材料科学家、工程师以及大学教师和学生。同样，这里所提供的原理将用于可靠工作的构件的设计和材料工程方面。

最后，我谨向那些作出令人鼓舞和杰出贡献的作者们，以及提供建设性建议和指导的本丛书的主编E. 克雷默教授致以衷心的感谢，同样感谢VCH出版社职工，特别是Christina Dyllick博士和Peter Gregeory博士的大力支持。

H. 米格兰比

Erlangen，1992年10月

目　录

1 微观结构与力学性能

Haël Mughrabi

Institut für Werkstoffwissenschaften, Universität Erlangen-Nürnberg

Erlangen, Federal Republic of Germany

（焦汇胜译　阮中慈　郑运荣校）

目　录

符号与缩语表

a	裂纹半长度
a_0	原子间距
b	伯格斯矢量的模
E	杨氏模量
G	剪切模量
$\mathcal{G}$	弹性能释放率
K	应力强度因子
K_c	临界应力强度因子，断裂韧度
K_{Ic}	平面应变断裂韧度
m	应变速率敏感系数
T	温度
T_m	熔点温度
α	几何常数
γ	分切应变

$\dot{\gamma}$	分切应变率
γ_{eff}	比断裂能
γ_s	表面能
ε	拉伸应变
$\dot{\varepsilon}$	拉伸应变率
Θ	加工硬化率
λ	滑移方向与载荷轴向的夹角
ρ	位错密度
σ	拉伸应力
σ_c	理论强度
σ_f	断裂强度
σ_y	拉伸屈服强度
τ	分切强度
τ^*	有效剪切屈服强度
τ_G	剪切强度中的非热量部分
τ_{th}	理论剪切强度
τ_y	分切屈服强度
φ	载荷轴向与滑移面法向的夹角
b.c.c.	体心立方
DS	定向凝固
f.c.c.	面心立方
ODS	氧化物弥散强化
PFZ	无沉淀区
PSB	驻留滑移带
TEM	透射电子显微镜

1.1 引　言

·p.3·[1]

材料的力学行为主要靠支配塑性变形和断裂的那些材料性能来描述。在宏观上，这些性能可以用材料的基本参数来表达，测量这些参数通常无需知道这些性能微观起源方面的详细知识。在微观上，这些性能与过程有关，由过程造成材料微观尺度变化的范围可以从原子尺寸到材料微观组织的典型尺寸，如多晶材料晶粒的尺寸。

因此，对材料工作者来说，一项很重要的工作就是用实验和理论方法来确定某一特定材料性能有关的微观机制，并把微观行为与宏观可测的性能联系起来。对有关材料的性能及知识的了解程度是提高材料性能以及研制具有优良性能的新材料的第一步。在设计零部件选材时优先考虑材料性能，是材料科学技术中主要的一项工作。

本卷主要讨论塑性及断裂中的一些主要问题。正如在前言中所述，本卷的各章节相互关联，共同形成一个统一的整体。这些章节既要根据试验和理论来确定与不同材料力学行为有关的微观机制，又要提供微观行为与工程师能方便测量和使用的宏观性能有关的知识框架。

下面的各章节将根据最近的研究对某些主题作详细的介绍，这里先对材料的塑性变形和断裂作一般性描述。本章所阐述的问题主要是针对晶体材料的，然而许多论及的问题在作修正以后也可用于玻璃态材料，这类日趋重要的玻璃态材料将在第10章作详细论述。作为导论，本章参考了一些较久远的文献，以便有助于我们对现状的了解。限于篇幅，在浩瀚的文献中，我们只引用少数切题的文献。要想进一步了解，读者可以参考各章末作者推荐的“一般阅读资料”和“会议文集”。

1.2 材料及其进展

材料科学领域的大部分成果都基于早期冶金学的发展。在翻阅一本经典的教科书，例如Cottrell的《理论结构冶金学》(1955)，人们就会发现在那时适用于金属和合金的绝大多数概念，今天仍然是有效的；另一方面，这些概念事实上必须进一步地发展和不断地修正才能适用于不断发展的新的和更复杂的金属和非金属材料。当今的材料可大致分为金属材料、陶瓷材料、玻璃材料和聚合物材料以及正在发展中的各种复合材料。

·p.4·

涡轮叶片材料的更新过程提供了一个材料发展的典型实例。涡轮叶片材料要在涡轮进口处的高温下承受相当高的应力，叶片的工作温度越高，涡轮发动机的效率和性能就越好。图1-1表示了在过去50年中，作为涡轮叶片材料的镍基高合金的承温能力提高了超过200℃的发展过程。图中说明了镍基高温合金材料的产生从锻造到铸造(DS：定向凝固，单晶合金)，再到机械合金化粉末冶金(ODS：氧化物弥散强化)的过程。除此之外，原位生成复合材料及承温能力大幅度提高，有潜在应用前景的陶瓷材料也在图中标了出来。金属

1）　为原著页码，仅供参考，下同。——译者注

间化合物也是另一种较有前途的新型发动机用高温材料。

高温合金的发展过程主要是通过仔细控制和调整合金的化学成分以及引入新的加工工艺，如真空熔炼和机械合金化等来实现的。与之相适应，与材料强度及微观组织有关的新的理论概念也需要进一步的发展。这个例子说明要发展一种新型材料就必须经过科学和技术上的不懈努力才能实现。

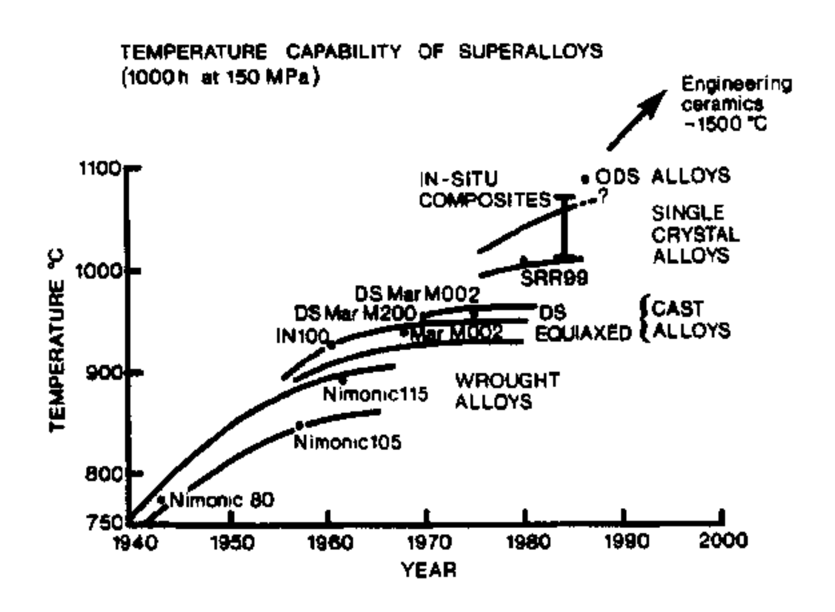


图 1-1　镍基高温合金的使用温度的提高与开始服役的时间的关系。应力为 150MPa，寿命为 1000h[引自 McLean(1987)，经作者许可]

1.3　材料的强度、塑性和断裂

在早期的研究中发现，塑性变形是由剪切产生的。材料的剪切强度的上限可以由所谓的理论剪切强度提供，理论剪切强度是指在剪切形变时，完整晶体中在剪切面的上下两部分原子键发生同时断裂时的应力。在一个简单的模型中，可以得到一个稍高的理论剪切强度值

$$\tau_{\text{th}} \approx \frac{G}{2\pi} \tag{1-1}$$

式中，G 为剪切模量。我们知道，一般的晶体材料都能在远低于剪切屈服强度 τ_y（或拉伸屈服强度 σ_y）的应力下通过位错滑移发生塑性屈服（参见本章第 1.6 节和第 2－8 章）。所幸的是有许多可能的强化机制，使塑性材料的屈服强度或流变应力可大幅度提高（参见本章第 1.7 节和第 2,5－7 章）。

· p.5 ·

同样，我们可以估算出完整晶体由于脱开引起断裂所需的应力。我们首先考虑没有产生塑性变形的脆性解理断裂。假定断裂产生在与拉应力垂直的平面上，且在此平面上原子键合同时断裂，我们可以从一个原始模型中计算得到一个相当高的理论强度 σ_c

$$\sigma_c \approx \frac{E}{\pi} \tag{1-2}$$

式中，E 为杨氏模量。考虑到断裂后产生的两个新的表面的表面能为 $2\gamma_s$，于是 σ_c 可以表示为

$$\sigma_c \approx \sqrt{\frac{E\gamma_s}{a_0}} \tag{1-3}$$

式中，a_0 为原子间距。可以看出上式与著名的Griffith(1920)条件下的脆性断裂极为相似，Griffith 的表达式为

$$\sigma \geq \sqrt{\frac{2}{\pi}\frac{E\gamma_s}{a}}\text{(对平面应力)} \tag{1-4}$$

在式(1-4)的推导中，Griffith 假定了起始的材料是存在缺陷的，在与拉应力垂直的平面上存在起始长度为 $2a$ 的裂纹。在平面应力条件下，使断裂形成的表面能的增加与弹性能的减少相平衡，于是得到了式(1-4)。通过式(1-3)和(1-4)的比较，我们可以发现为什么脆性断裂会在远低于理论结合强度的应力下发生，这是由于脆性材料中不可避免的会存在初始小裂纹，而理论结合强度表示的是断裂强度的最上限。

Griffith 的表达式与裂纹尖端的应力分布有密切的关系。通过对裂纹的应力状态的分析，可以得到一个非常重要的结论，就是断裂的发生被一个叫做应力强度因子 K 所控制。对于一个无限大的裂纹平面有

$$K = \sigma\sqrt{\pi a} \tag{1-5}$$

在断裂发生时，应力 σ 为断裂强度 σ_f，对应的应力强度因子临界值 K 称为断裂韧度。

在塑性断裂中，在裂纹尖端处往往会发生塑性变形。这种情况下，在产生单位面积的裂纹时所需的能量就大于 $2\gamma_s$(两倍的比表面能)，因此就需要用比断裂能 $2\gamma_{eff}$来代替 $2\gamma_s$，比断裂能中包含了塑性变形部分所需的能量。在平面应力状态下的弹性能释放率 $\mathscr{G}$ 等于 K^2/E，或者写为

$$K = \sqrt{E\mathscr{G}} \tag{1-6}$$

在平面应变条件下为

$$K = \sqrt{\frac{E\mathscr{G}}{(1-\nu^2)}} \tag{1-7}$$

在材料失稳或断裂时，弹性能释放率达到临界值 $\mathscr{G}_c = 2\gamma_{eff}$。当 $\mathscr{G} = \mathscr{G}_c$ 时可以得到临界应力强度因子或断裂韧度；平面应变的断裂韧度 K_{IC}表示。平面应变的条件是当样品足够厚以至于裂纹尖端的变形为平面应变。K_{IC}是断裂韧性中的最小值，也是材料的一个真实的参数。

• p. 6 •

在结束这一部分时，需要指出的是高强度(拉伸屈服强度 σ_y)材料往往具有较低的断裂韧度 K_{Ic}，反之亦然。原因很简单，高强材料裂纹尖端的塑性变形很小($\gamma_{eff} \approx \gamma_s$)。因此断裂韧度低于低强度高塑性材料。断裂韧度 K_{IC}与 σ_y 的关系如图1 2所示。图中的曲线

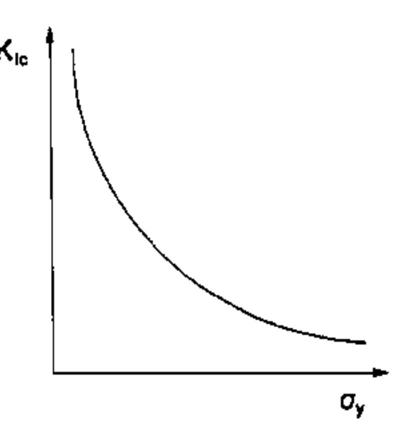


图 1-2　断裂韧度 K_{IC}与屈服应力 σ_Y 的关系曲线

反映了材料的强度、塑性及韧性之间存在着密切的相互关系。本卷将在第 12 章中对于有关断裂的一些现象作详细的论述。

1.4 在拉伸过程中塑性流变的稳定性，颈缩断裂及超塑性

在塑性材料的拉伸变形中，首先发生变形的局部集中，从而导致颈缩，最后发生断裂。稳定状态的均匀拉伸变形可以用加工硬化系数 Θ 和流变速率敏感系数 m 来表示(Hart，1967)

$$\Theta = \frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}\right)_{\dot{\varepsilon}} \tag{1-8}$$

和

$$m = \left(\frac{\partial\ln\sigma}{\partial\ln\dot{\varepsilon}}\right)_{\varepsilon} \tag{1-9}$$

式中，σ 和 ε 分别表示应力和应变，$\dot{\varepsilon}$ 表示应变速率。

于是，稳态的拉伸塑性变性的条件就可以写为

$$\Theta + m \geq 1 \tag{1-10}$$

这里，我们首先讨论两个极限条件。

(1) 具有低的变形速率敏感系数的材料($m \ll \Theta$)：

这时稳定塑性变形条件是著名的 Considère 判据

$$m \geq 1 \quad 或 \quad \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \geq \sigma \tag{1-11}$$

(2) 材料的加工硬化可以忽略的情况($\Theta \sim 0$)：

这种情况适用于材料的高温变形(参见本章 1.8)，稳态塑性变形的条件为

$$m = \frac{d\ln\sigma}{d\ln\dot{\varepsilon}} \geq 1 \tag{1-12}$$

这也是 Newtonian 变形($\dot{\varepsilon} \propto \sigma$)中的超塑性条件(参见第 9 章)，这时有 $m=1$。

在第一种情况下[式(1-11)]，材料通过硬化产生颈缩抗力；在第二种情况下[式(1-12)]，材料则通过流变速率硬化产生颈缩抗力。

• p.7 •

1.5 变形几何学，滑移晶体学，取向因子

通过对滑移线的研究并结合利用 X 射线对晶体取向的分析，人们发现晶体材料的塑性变形是通过在晶体密堆滑移面(hkl)的密堆方向$\langle uvw\rangle$上剪切的结果。最早的研究工作可以追溯到本世纪 20 年代和 30 年代，这在 Schmid 和 Boas(1935，1950)的专著中有详细的论述。也许其中最著名的结论是 Schmid 的分切应力定律：当加在初始滑移面及滑移方向上的切应力达到一个临界值时便开始发生塑性变形。这个定律适用于绝大多数情况，这也意味着作用于滑移面上的应力大小在常态下对滑移的过程没有影响。

在单轴拉伸实验中，分切应力 τ 与轴向应力 σ 以及取向因于有关

$$\tau = \sigma\cos\varphi\cos\lambda \tag{1-13}$$

式中，φ是载荷轴向与滑移面法向的夹角。λ是载荷轴向与滑移方向的夹角，取向因子$\cos\varphi\cos\lambda$称为Schmid因子，当$\varphi=\lambda=45°$时有极大值0.5。这时有$\tau=\sigma/2$。当τ达到一个临界值(临界分切强度)时，便开始发生塑性变形。

这些观点，首先在单晶体中得到证实，同时也可适用于多晶材料中的单个晶粒。那么，通过考虑到多晶体各晶粒的平均过程，多滑移相匹配的要求以及平均取向因子，就可以把轴应力和应变分别与平均切应力和应变联系起来。这些将在本卷第2,3章中作详细的论述，在另外的几本研究变形几何学的专著中也有论述(见Cottrell,1964;Backofen,1972;Reid,1973)。

1.6 塑性和加工硬化中的位错概念

在Orowan,Polanyi和Taylor(1934)各自的论文中都分别引入了位错的概念，从而消除了理论剪切强度与实验值之间的差异。值得注意的是，Taylor在他的论文中，不仅推导出了沿用至今的用剪切强度τ_y表达的屈服或流变强度的位错概念的表达式，而且首次提出了基于位错机制的加工硬化理论。至今仍在使用的屈服强度的表达式为

$$\tau_y = \alpha G b \sqrt{\rho} \tag{1-14}$$

式中，b为伯格斯矢量的模，ρ为位错密度，α为几何常数，取值范围一般为$0.1<\alpha<0.5$。

一般来说，这个表达式把屈服强度与位错运动阻碍物的间距联系起来，对于密度为ρ的位错阵列来说约等于$1/\rho^{1/2}$。假定位错经过相同的滑移路线，就可得到Taylor著名的“抛物线型”加工硬化定律。

·p.8·

在随后的年代里，人们在加工硬化领域作了大量的实验和理论研究。特别是对于面心立方(f.c.c.)材料加工硬化的三个阶段的理论以及后来的体心立方(b.c.c.)单晶体的三个硬化阶段：Ⅰ，Ⅱ和Ⅲ的划分理论近年来提出的第Ⅳ阶段理论也引起人们极大的关注。同时在过去的几十年里，旧的概念也在不断发展和更新，本书将从第2章开始，对这些内容进行详细的论述，同时也对大量的有关出版物进行评述。

在透射电子显微镜(TEM)成为材料的常规研究手段以前，人们还无法直接观察到位错的存在，但令人惊奇的是在20世纪50年代，对位错、屈服强度和加工硬化的理解已经相当深刻了。从与之相关的出版物中就可以看到这些理论的发展过程。有关位错理论及塑性变形的研究在50年代的一些专著中就有详细的论述(Read,1953,Cottrell,1953;Seeger,1958)，例如，主题为位错与材料的机械性能的Lake Placid会议论文集(Fisher等,1957)。在透射电镜(TEM)为常规研究方法的短短几年中，一些会议论文集如透射电子显微术及晶体强度(Thomas和Washburn,1963)以及一系列有关金属和合金的强度等方面的国际会议的召开就说明了透射电子显微镜对材料研究的冲击。在最新的出版物中，如英国召开的专题学术讨论会“实际材料的位错与性能”(1985)和在美国召开的“位错发现50周年纪念大会”(TMS-AIME学术讨论会,1985)的这两个会议的论文集则生动的勾划出了位错科学的历史及发展的轮廓。最后我们把注意力集中到自1981年在Aussois召开的有关材料塑性的一系列著名的会议上来。这些会议的论文集反映了这个命题从一般的被注意发展到一专门领域的过程，如位错结构和变化过程的原子理论，更复杂加载模式下的

位错模型及在新型材料中的位错类型等。

·p.9·

在所有有关晶体塑性变形在问题中，位错分布状态在其中起着极其重要的角色。在位错偶极子和多极子阵列中，它们的应力场是相互屏蔽的，而在障碍物前的一组位错形成的位错塞积则引起了很高的内应力。现在通过透射电镜(TEM)可以直接观察到在发生形变的材料中的位错不是均匀的或随机分布的，而是形成明显的局部成簇的倾向。特别是在多滑移的情况下，这些成簇的位错墙或位错网分别在低温和高温下形成所谓的位错胞和亚晶结构。有些位错的分布是非常规则的，一般来说，位错墙的间距与材料的屈服强度成反比。图1-3示出了两种典型的位错分布组态。在过去的塑性变形的模型中很少考虑位错不均匀分布的影响；而在现在人们加强了对不均匀位错组态的发展变化与应力关系的理论研究；在第4章中回顾了这一新的研究领域当前的发展状况。

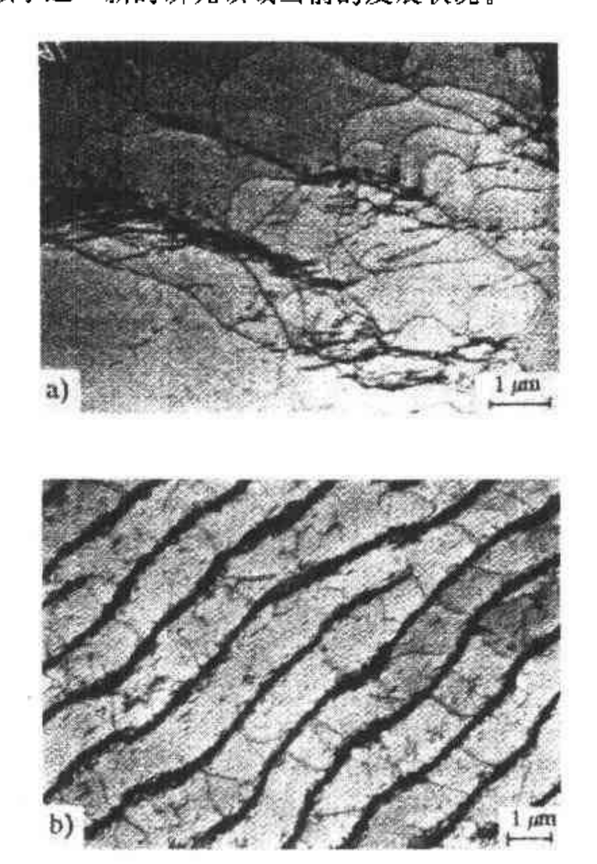


图1-3　变形金属中位错分布的透射电镜照片。a) 铜单晶中基本滑移面上的位错分布，温度78K，剪切应力为12MPa，变形第Ⅰ阶段；b) 铜单晶室温疲劳后基本滑移面上的位错墙结构

1.7　微观组织与强度：主要的强化机制

在塑性变形过程中，由于各种位错源和位错产生机制不断生成位错，使材料中的位错密度不断增加，根据(1-14)式可以清楚的看到屈服应力随塑性应变的增加而增加。这样，

应变和加工硬化就成为通过对塑性材料位错密度的增加而导致位错交互弹性作用增强(参考第2章)强化材料的一种有效手段。另一方面,我们可以在工程材料的应变中通过合金化来增加晶格抗力以阻碍位错滑移。滑移位错与溶质原子的交互作用是一个十分复杂的问题,本书第5章将对此作详细讨论。另外合金还可以由热处理和时效处理等引入各种溶混间隙(参考本丛书第5卷第4章)和沉淀第二相,这些不同的沉淀粒子会通过不同的机制对位错滑移产生强烈的阻碍作用。不管是否存在沉淀相,可以通过其它手段引入外来的粒子产生弥散强化效应。在第7章中将对目前的颗粒强化的位错理论和与之相关的实验数据作详细的讨论。最后,金属材料还可以通过细化晶粒来强化,因为晶界也可以非常有效地阻碍位错滑移。关于晶界强化可以由Hall-Petch关系式来很好的表述(参见第2章)。在实际工作中,人们对各种强化机制的叠加效应作了进一步探索,如果粗略的假定这些强化效应是线性叠加的,那么对这些不同的强化机制的叠加效应的严格分析就是一项艰巨的任务了。

除了这些可能的强化机制外,人们会自然的想到去研制自身就具有阻碍位错滑移的较高晶格抗力的材料。金属间化合物就是这样一种本身具有较高强度的材料。尽管它们在低温下呈脆性,但作为一种有潜力的高温材料近年来受到人们的极大关注,第6章中回顾了金属间化合物近年来的研究现状,讨论了这种具有超点阵结构的材料中的复杂的位错组态。

• p. 10 •

1.8 低温和高温的变形机制、变形机制图

给定材料的屈服强度与其试验温度、位错热激活机制导致的变形速率有关。在低温和中温的温度范围内,扩散和位错攀移是可以忽略的。这时,剪切屈服强度 τ_y 可以按照Seeger(1954,1958)的公式得到

$$\tau_y = \tau_G + \tau^*(\dot{\gamma}, T) \tag{1-15}$$

式中,τ_G 代表与位错长程弹性交互作用的有关的应力部分,它仅是由剪切模量 G 引入的温度效应。因此,τ_G 叫做剪切强度中的非热量部分,与之相对应的是热应力或有效剪切屈服强度 τ^*,它代表了位错滑移过程中需要克服短程障碍所需要的热激活。热应力部分 τ^* 与温度 T 和分切应变速率 $\dot{\gamma}$ 有关。

图1-4示出了表示 τ_y 与 G 归一化后,在两种应变速率下与温度的关系曲线。在0K时,由公式 $\tau_G+\tau^*$(0K)可知没有任何热激活使位错克服短程障碍,而只有依靠机械功。对于具有高的佩尔斯能的材料,例如,体心结构的金属材料共价性和半导体锗和硅等,伴随塑性的损失它们的低温脆性的增加是非常显著的。在这些材料中,位错运动的热激活过程的速率控制因素是位错双扭折的形核和扩展,参见Seeger

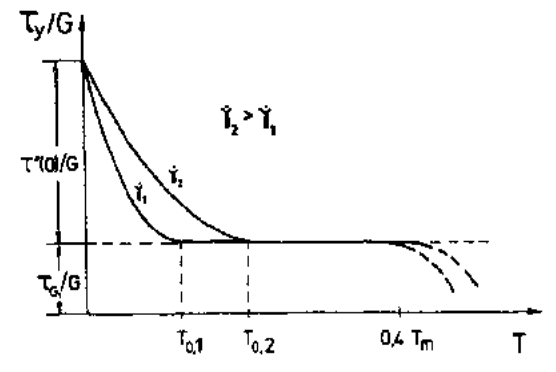


图1-4 与剪切模量 G 归一化后的屈服强度 τ_Y 与温度 T 在不同剪切变形率下的关系曲线

(1981)。在一个特定的温度 T_0 之上，热激活随着应变速率的增加而增加，以至于热激活项如此之大，τ^* 可以忽略。

在更高的温度下，高于 $0.4T_m$（T_m 为溶点温度）时，典型的高温变形机制是位错滑移伴随位错攀移的动力学回复过程。这些变形机制是典型的位错型蠕变。因此，如图 1-4 所示，引起屈服应力降低。除了位错蠕变机制外，在高温和低应力下，当缺乏位错运动时也会发生扩散型蠕变的塑性变形。根据是否以晶格还是晶界扩散为主，可以区分 Nabarro-Herring 和 Cole 蠕变。

• p. 11 •

上面的讨论和图 1-4 中都隐含了这样一种假定：即微观组织是给定的；也就是说这里仅仅讨论的是变形的稳定状态。它们的特征就是位错的增殖和消失的动态平衡，例如加工硬化和动力学回复软化。这也可以很好地满足高温蠕变时的情况。在给定的温度 T 下，τ_y 和 $\dot{\gamma}$ 之间存在着单一的关系，在第 8 章中，我们将会对高温位错蠕变机制进行详细的讨论。

在 Frost 和 Ashby(1982)的专著里有 Ashby(1972，1973)提出的变形机制图可以很方便的把上面所讨论的各种变形机制表示出来。在这些图中，纵坐标代表剪切强度和剪切模量的比，横坐标表示对应的温度 T/T_m。材料强度的上限由理论剪切强度给出。那么用本构定律就可以描述各种变形机制。由此，我们可以确定出在某一温度和应力下哪一种变形机制起主要作用。也就是说，这种机制此时的变形速率比其它的机制快。变形机制图是一般由 $1s^{-1}-10^{-10}s^{-1}$ 的不同的稳定变形速率的等高线组成。其中 $10^{-10}s^{-1}$ 是能够探测到的

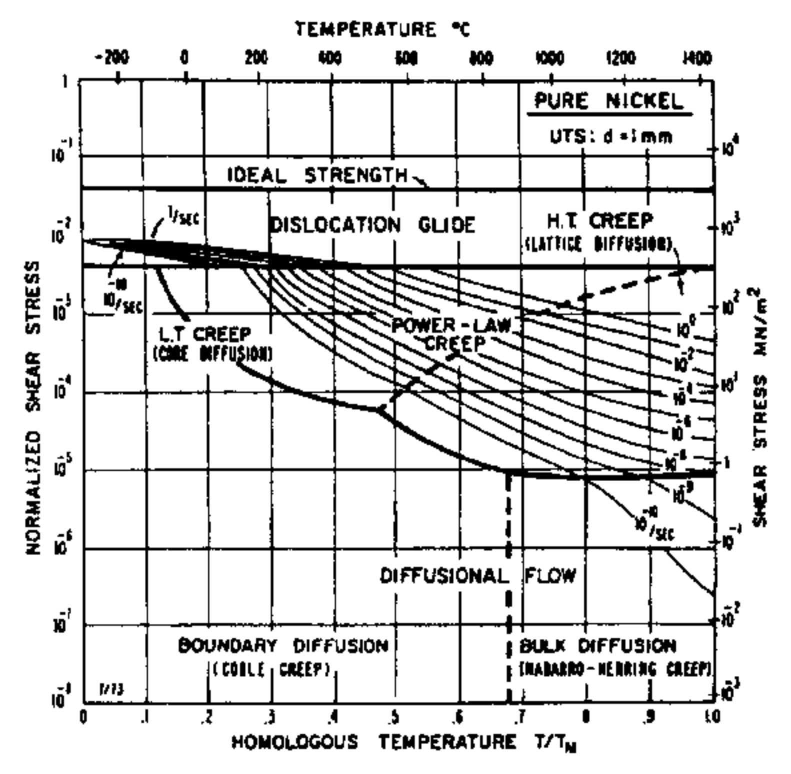


图 1-5 晶粒尺寸为了 1mm 的镍的位错-机制图

[引自 Frost 和 Ashby(1982)，经作者许可]

变形速率的极限。

图 1-5 表示的是晶粒尺寸为 1mm 的多晶镍的变形机制图。我们可以从中区分出(热激活)位错滑移方式、由所谓的幂函数蠕变(参见第 8 章)为代表高温位错蠕变方式和扩散蠕变方式(Nabarro-Herring 和 Coble 蠕变)。幂函数蠕变方式按是否以晶格扩散为主或沿位错芯扩散为主可分为两个亚区。

· p. 12 ·

这些图与晶粒的尺寸有强烈的依赖关系。在图 1-5 中,占主要地位的高温变形机制是幂函数蠕变,而在形变速率可以忽略不计的扩散形变区就不重要了。另一方面对于实际的细晶材料,扩散蠕变的重要性就增加了,同时幂函数蠕变的重要性就削弱,这是因为扩散蠕变的速率在细晶材料中要比粗晶材料中大。换言之,在高温下,细晶材料要比粗晶材料软,这种行为与低温下的情况正好相反,在低温下细化晶粒常常作为一种材料强化手段(参见 1-7 节)。

在实际应用中,高温材料的选择考虑利用了上述重要结论。正如 Ashby(1973)所提出,在涡轮发动机中使用的镍基高温合金,晶粒尺寸为 1cm 的要比晶粒尺寸为 100μm 的性能要好得多。尽管在上述两种情况下 Coble 蠕变是主要机制,但大的晶粒尺寸的材料其蠕变速率要低得多。由于以上原因,单晶高温合金被逐渐采用。因为它消除了晶界、扩散型的 Coble 蠕变,与此同时也避免了晶界滑动引起的损伤,参见图 1-1。

1.9 微观组织的不均匀性、不稳定性、局部变形、损伤和失效

微观组织的均匀化是均匀变形的前提条件。在材料的生产中其组织是不均匀的;另外,由于微观组织的不稳定性,材料在形变中,尤其在高温下,其组织不均匀性会进一步增加。由此可导致材料机械性能的下降。微观组织的不均匀还常常引起或轻或重的局部应变,并伴随有裂纹萌生,并且最后导致断裂失效。在高温形变过程中,沉淀相的粗化是另外一种组织不稳定性的表现。这时,由此而产生的材料强度的下降不是由微观组织不均匀性引起的,而是由于沉淀相形态的改变而引起。下面将给出一些上述情况的例子。

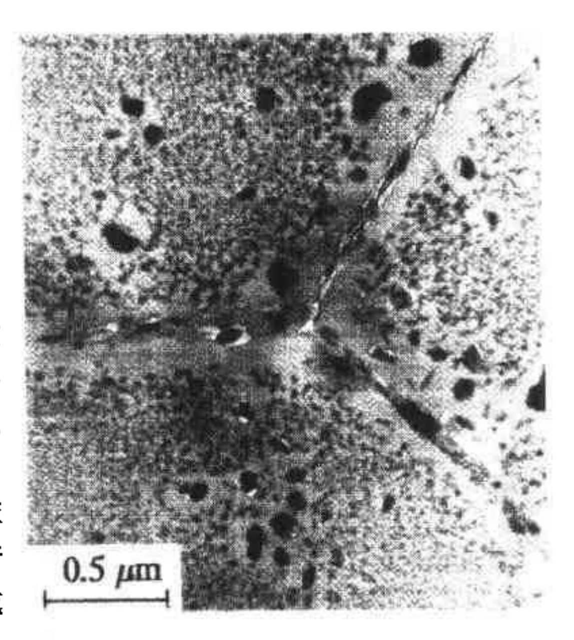


图 1-6 峰时效的 Al-Mg-Zn-Cu 合金中沉淀相的透射电镜照片。注意晶界附近的无沉淀区[引自 Vökl(1987),经作者许可]

在沉淀硬化合金中,在晶界附近经常碰到无沉淀区(PFZ),如图 1-6 所示。PFZ 的产生是由于晶界附近缺乏形成沉淀的空位或溶质原子造成的,参看 Hornbogen 和 Kreye(1982)。由于 PFZ 会强烈减小材料断裂时的变形,因此会对材料的机械性能产生不利影响。在低倍下观察,断裂以沿晶形式发生,断

裂的表面是明显的脆断特征;图 1-7a)是 Vasudevan 和 Doherty(1987)在研究 Al-Mg-Zn-Cu 合金上时拍摄的照片。在高倍下[图 1-7b)]就会发现材料在断裂前有较大的变形,且集中于晶界,断口表面呈现出细小的韧窝,显示出典型的韧断特征。由于以上原因,Hornbogen 和 Kreye(1982)引入了所谓的晶间伪脆性的概念来描述这种晶界韧断的行为。这种现象在许多合金中并非无足轻重,尤其是在目前被密切关注的轻质 Al-Li 合金中。

• p. 13 •

下面,我们将讨论一下大变形金属和合金中的局部应变问题。在加工成形中,如轧制、拉伸和高应变变形是非常典型的,本卷第 3 章中将对此有更详细的讨论。除了织构外,材料还会发生微观组织的不稳定性和在微剪切带上的局部变形。这些剪切带与周围基体之间的晶体取向关系是非常复杂的。在重复的循环变形到大的应变积累的金属疲劳过程中,非常容易看到一种简单类型的剪切带,叫做驻留滑移带(PSB)。其 PSB 是薄片状结构(在金属中厚约 1μm,沉淀强化型合金约为 0.1μm),平行于被激活的晶体滑移面。图 1-8a)—c)中分别示出了 PSB 在 TEM 下的某种纯金属和某种合金中的明场像。在循环应变中,纯金属的位错结构和沉淀硬化合金中沉淀相组织的局部形变引起的微观组织的不稳定性是 PSB 产生的根源。在疲劳过程中,PSB 的应变局部化使得材料形成粗糙的表面,从而在材料表面凹陷处萌生裂纹,最终导致材料的失效。应变的局部化对于疲劳是非常重要的,这个问题将在第 11 章中作详细讨论。

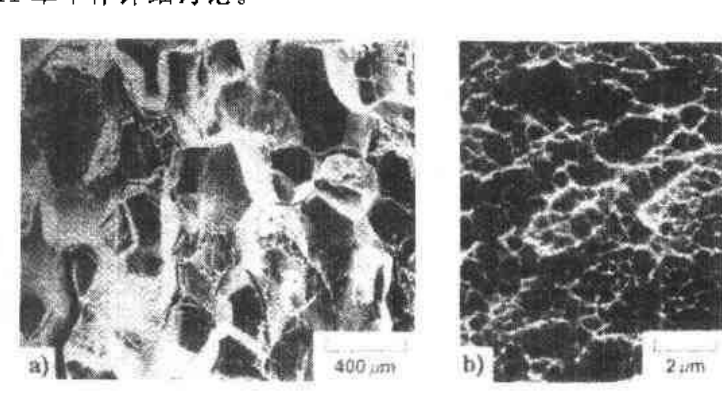


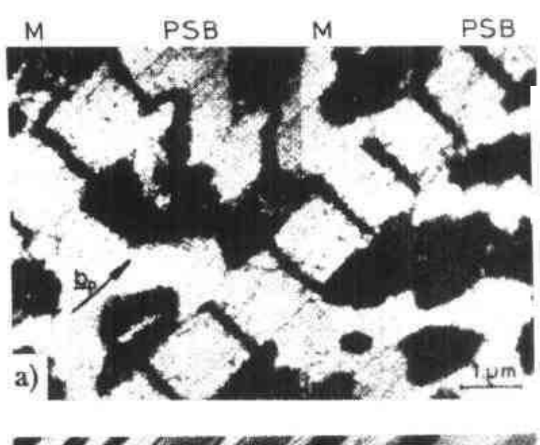
图 1-7　轻微过时效的 Al-Zn-Mg-Cu 拉伸变形断口的扫描电镜照片。a)低倍;b)高倍[引自 Vasudevan 和 Doherty,经作者和出版社(Pergamon Press)许可]

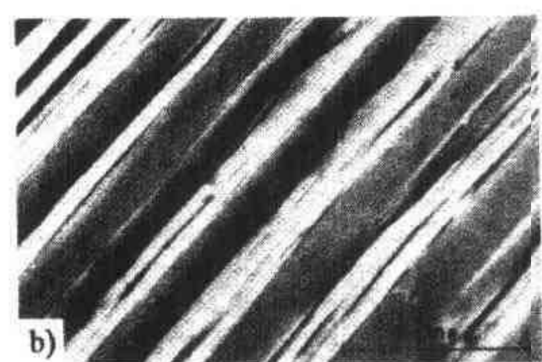
• p. 14 •

微观组织控制的损伤及应变局部化导致最终断裂的其它例子在第 6,9,10,12 章和第 13 章都有所涉及。最后一章是有关摩擦和磨损的。值得注意的是在摩擦和磨损的过程中,前面章节中讨论的有关塑性变形和断裂的诸多因素,在固体材料相互接触的界面上,会同时起作用。

作为另一个微观组织不稳定性的例子,我们下面将讨论的是沉淀硬化的单晶镍基高温合金在高温蠕变变形中沉淀粒子粗化的问题。目前这些材料是制造涡轮叶片最先进的合金。它们主要是通过较高的体积分数(约 70%)有序 γ' 相来强化的。γ' 相为有序结构以立方体形状存在于镍基体中,如图 1-9a)所示。通常在定向凝固中单晶取向接近〈001〉。当在[001]方向施加拉伸产生蠕变变形时,γ' 相的形态便会发生较大的改变,如图 1-9b)所

示。这就是所谓的γ'相的筏排化过程。在给定的条件下，初始状态为立方形的γ'相横向粗化，最终形成垂直于应力轴的片状γ'/γ筏排结构。筏排的形成过程是非常复杂的，它包含了蠕变过程和应力导致的扩散过程。材料在相对低的应力（蠕变速率）下长时间高温暴露，极易形成筏排结构。因此在高应力低温下γ'相会保持立方形态[图 1-9a)]，而筏排是在高温低应力下形成的[图 1-9b)]。筏排的形成对蠕变强度是不利的，能够引起蠕变速率的增加(Schneider 等 1992)。如果当γ'/γ筏排在与应力轴成一定夹角的平面上形成时，沿着





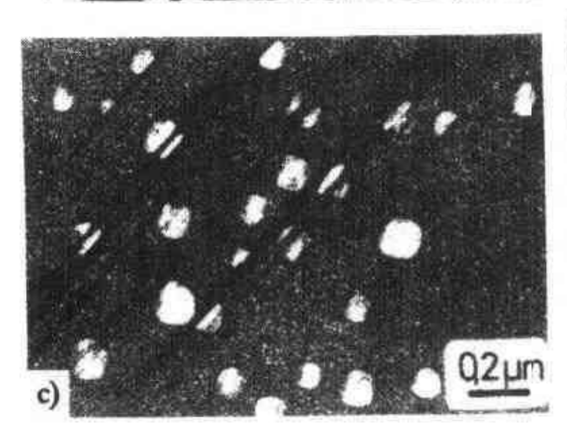
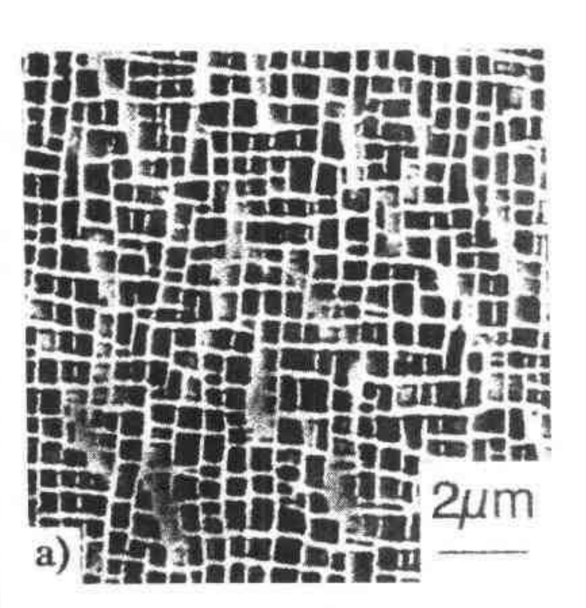


图 1-8 金属和合金疲劳变形中的驻留滑移带。a) 铜的大块样品疲劳变形后驻留滑移带的梯形位错结构的 FEM 照片，M 为基体；b)铜试样疲劳后 PSB 出现时的样品表面浮凸的扫描电镜照片；c)镍基高温合金 Nimonic 80A 疲劳后 PSB 的 TEM 照片，其中包含两种形态的γ'相



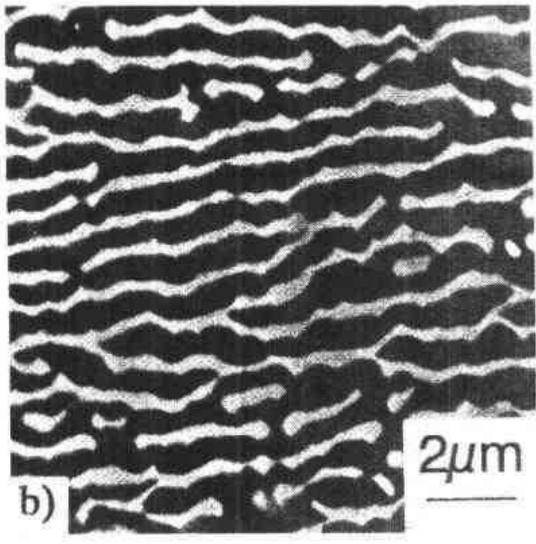


图 1-9 单晶 Ni 基高温合金 CMSX-4 拉伸蠕变试样的γ'的扫描电镜照片。γ'相为黑色γ基体为亮色。a)试样在$T=800℃$，$\sigma=654$MPa 下蠕变至断裂；b)试样在$T=950℃$，$\sigma=301$MPa 下蠕变至断裂[引自 Schneider 等(1992)，经作者和出版社同意]

较软的 γ 片层上就会产生局部剪切应变。

• p.15 •

1.10 基于微观组织的模型化

随着对塑性形变和断裂基本过程理解的逐步加深，就有可能在真实细致的微观组织变化的基础上来定量的计算材料的力学性能。这样、基于微观组织的模型化就变得非常重要了。由于计算机日益广泛的使用促进了这一领域的发展，在一些有关的学术专题会议文集中反映了这一领域的发展过程。

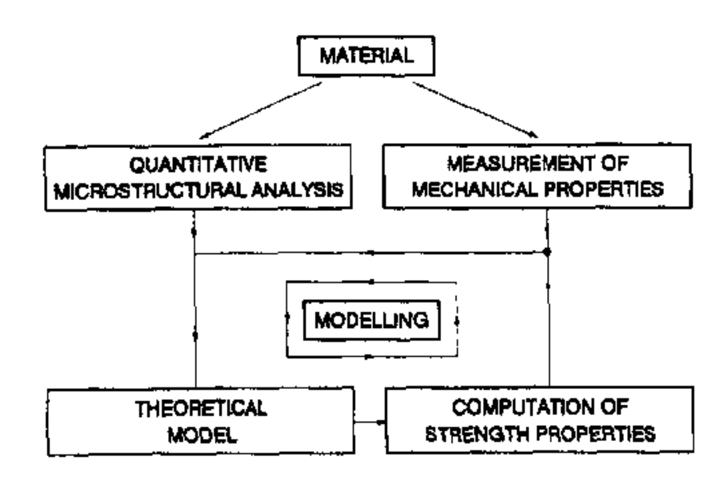


图 1-10 在基于微观组织的模型化中的策略和程序流程图

图 1-10 概略的表示出了对材料强度性能的模型化的基本程序。实验输入数据取自材料定量微观组织特征相和综合的机械性能的测量。这个程序的核心部分是当把实验数据输入到实际的理论模型中后，计算结果必须能够与实验测量的强度性能相比较。所谓的连续性方程是理论概念的核心要素，它的准确性必须经得起检验，或者在不断的模型化过程中不断提高，直到得到一个满意的结果。

在本卷中，读者会碰到许多这样模型的例子。在很多情况下，基于微观组织的模型不仅仅能定量的描述材料的行为，而且可以被用来模拟整个构件在复杂的应力状态和类似服役温度下的材料的行为。从基础理论到工程应用中，这种基于微观组织基础上的模型化方法在材料工程中已经成为一种必不可少的工具。

1.11 参考文献

Ashby, M. F. (1972), *Acta Metall. 20*, 887–897.

Ashby, M. F. (1973), in: *The Microstructure and Design of Alloys, Proc. 3rd Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 3)*, Cambridge. Sponsored by the Institute of Metals and the Iron and Steel Institute. Vol. 2, pp. 8–42.

Backofen, W. A. (1964), *Deformation Processing*. Reading, Mass.: Addison-Wesley.

Cottrell, A. H. (1953), *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*. Oxford: Clarendon.

Cottrell, A. H. (1955), *Theoretical Structural Metallurgy*. London: Edward Arnold.

Cottrell, A. H. (1964), *The Mechanical Properties of Matter*. New York: Wiley.

Dislocations and Properties of Real Materials (1985), *Proc. of the Conference to Celebrate the 50th Anniversary of the Concept of Dislocation in Crystals*, Book 323. London: Institute of Metals.

Fisher, J. C., Johnston, W. G., Thomson, R., Vreeland, Jr., T. (Eds.) (1957), *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, Proc. of the Lake Placid Conf.* New York: Wiley.

Frost, H. J., Ashby, M. F. (1982), *Deformation-Mechanism Maps*. Oxford: Pergamon.

Gerold, V., Lerch, B. A., Steiner, D. (1984), *Z. Metallkd. 75*, 546–553.

Griffith, A. A. (1920), *Philos. Trans. R. Soc. London A 221*, 163–198.

Hart, E. W. (1967), *Acta Metall. 15*, 351–355.

Hornbogen, E., Kreye, H. (1982), *J. Mater. Sci. 17*, 979–988.

McLean, M. (1987), in: *Proc. 1st ASM European Conf. on Advanced Materials and Processing Techniques for Structural Applications*: Khan, T., Lasalmonie, A. (Eds.). Châtillon: ONERA, pp. 31–47.

Read, Jr., W. T. (1953), *Dislocations in Crystals*. New York: McGraw-Hill.

Reid, C. N. (1973), *Deformation Geometry for Materials Scientists*. Oxford: Pergamon.

Schmid, E., Boas, W. (1935), *Kristallplastizität*. Berlin: Springer (in German).

Schmid, E., Boas, W. (1950), *Plasticity of Crystals*. London: F. A. Hughes (English translation).

Schneider, W., Hammer, J., Mughrabi, H. (1992), in: *Superalloys 1992, Proc. 7th Int. Symp. on Superalloys*, Seven Springs: Antolovich, S. D. et al. (Eds.). Warrendale, Pa: The Minerals, Metals and Materials Society, pp. 589–598.

Seeger, A. (1954), *Philos. Mag. Ser. 7, 45*, 771–773.

Seeger, A. (1958), "Kristallplastizität", in: *Handbuch der Physik*, Vol. VII/2. Berlin: Springer.

Seeger, A. (1981), *Z. Metallkd. 72*, 369–380.

Taylor, G. I. (1934), *Proc. R. Soc. London 66 B*, 362–387.

Thomas, G., Washburn, J. (Eds.) (1963), *Electron Microscopy and Strength of Crystals*. New York: Interscience.

TMS-AIME Symposium (1985), "50th Anniversary of the Introduction of Dislocations". *Metall. Trans. 16 A*, December.

Vasudevan, A. K., Doherty, R. D. (1987), *Acta Metall. 35*, 1193–1219.

Völkl, L. (1987), Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg.

一般阅读资料

Argon, A. S. (Ed.) (1975), *Constitutive Equations in Plasticity*. Cambridge, Mass.: MIT Press.

Ashby, M. F., Jones, D. R. H. (1980), *Engineering Materials*. Oxford: Pergamon.

Embury, J. D., Thompson, A. W. (Eds.) (1988), *Modeling of Material Behaviour and its Design*. Warrendale, Pa: The Minerals, Metals and Materials Society.

Hertzberg, R. W. (1983), *Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials*, 2nd ed. New York: Wiley.

Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Thermodynamics and Kinetics of Slip*. *Prog. Mater Sci. 19*.

Latanision, R. M., Jones, R. H. (Eds.) (1987), *Chemistry and Physics of Fracture*. Dordrecht: Martinus Nijhoff.

Lowe, T., Rollett, R., Follansbee, P., Daehn, G. (Eds.) (1991), *Modeling the Deformation of Crystalline Solids*. Warrendale, Pa: The Minerals, Metals and Materials Society.

McClintock, F. A., Argon, A. S. (Eds.) (1966), *Mechanical Behaviour of Materials*. Reading, Mass.: Addison-Wesley.

Reid, C. N. (1973), *Deformation Geometry for Materials Scientists*. Oxford: Pergamon.

会议文集

Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Juul Jensen, D., Leffers, T., Lilholt, H., Lorentzen, T., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.) (1992), *Modelling of Plastic Deformation and its Engineering Applications, Proc. 13th Risø Int. Symp. on Materials Science*. Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory.

Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.) (1987), *Constitutive Relations and Their Physical Basis, Proc. 8th Int. Symp. on Metallurgy and Materials Science*. Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory.

Antolovich, S. D., Stusrud, R. W., MacKay, R. A., Anton, D. L., Khan, T., Kissinger, R. D., Klarstrom, D. L. (Eds.) (1992), *Superalloys 1992, Proc. 7th Int. Symp. on Superalloys.* Warrendale, Pa: The Minerals, Metals and Materials Society.

Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Juul Jensen, D., Leffers, T., Lilholt, H., Pederson, O. B. (Eds.) (1989), *Materials Architecture, Proc. 10th Int. Symp. on Metallurgy and Materials Science.* Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory.

Brandon, D. G., Chaim, R., Rosen, A. (Eds.) (1991), *Strength of Metals and Alloys, Proc. 9th Int. Conf. (ICSMA 9),* Haifa, Vols. 1 and 2. London: Freund.

Caillard, D., Thibault, J., Veyssière, P. (Eds.) (1991), *Mechanisms of Deformation and Strength of Advanced Materials, Proc. Int. C.N.R.S. Meeting,* Aussois, 1990. *J. de Phys. III 1,* 829–1166.

Castaing, J., Strudel, J. L., Zaoui, A. (Eds.) (1988), *Mechanisms and Mechanics of Plasticity, Proc. Int. C.N.R.S. Meeting,* Aussois, 1987. *Rev. Phys. Appl. 23.*

Dislocations and Properties of Real Materials (1985), *Proc. of the Conf. to Celebrate the 50th Anniversary of the Concept of Dislocation in Crystals,* Book 323. London: Institute of Metals.

Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.) (1988), *Strength of Metals and Alloys, Proc. 8th Int. Conf. (ICSMA 8),* Tampere, Vols. 1 and 2. Oxford: Pergamon.

Yan, M. G., Zhang, S. H., Zheng, Z. M. (Eds.) (1988), *Mechanical Behaviour of Materials-V, Proc. 5th Int. Conf.,* Beijing, Vols. 1 and 2. Oxford: Pergamon.

2 流变应力与加工硬化

Javier Gil Sevillano

Escuela Superior de Ingenieros Industriales (Universidad de Navarra) and CEIT

(Centro de Estrdios e Investigaciones Técnicas de Guipúzcoa), San Sebastián (Spain)

(于熙泓译　王乐安校)

目　录

符号与缩语表

a_{ij}	不同滑移系间交互作用的矩阵项
b	伯格斯矢量的模
D	晶粒尺寸
E_d	位错线能量
f	因子或分数
f_h，f_s	分别为晶体硬区和软区的体积分数
F	作用在障碍物上的力
F_{obs}	障碍物强度
ΔF	自由能增量
g	几何因子
G	剪切模量
h	滑移面间距
h_e	刃型位错的临界穿越距离
h_{ij}	加工硬化矩阵项
Ⅰ，Ⅱ，Ⅲ，Ⅳ	加工硬化阶段的顺序
k	玻尔兹曼常量
K	穿透位错间距与穿透位错长度的比率
K_{HP}	Hall-Petch 常量
l	位错段长度
L	障碍的平均长度或间距
M	取向因子
n	塞积的位错数目
N_A	表面密度
p，q	动力学方程中的指数

r,R	半径(r_0,R 分别为内、外临界半径)
s	表面
s_t	特征结构参数
S	尺寸
t	厚度
T,T_M	分别为绝对温度和绝对熔化温度
T_d	位错的线张量
u	位移
v	位错滑移速率
V	体积(V_a:激活体积)
w	位错宽度
W	功
x	距离或尺寸
X	障碍物尺寸
y_e,y_s	分别为刃型和螺型位错段的相互湮没距离
α	归一化的流变应力 τ_c/G 与归一化平均位错间距 $b\sqrt{\rho}$ 的倒数的比例常数
β	取向因子
β_{cl}	初始滑移面和交滑移面的夹角
$\bar{\varepsilon},\dot{\varepsilon}$	分别为宏观应变和应变速率
η	考虑位错点阵应力距离后的校正因子
φ	两条位错线的夹角
φ_c	障碍物强度的特征值,φ 的临界值
Φ,r	柱坐标
$\Gamma,\dot{\Gamma}$	分别为宏观或本征(滑移)剪切应变和应变速率
λ	组织结构的波长
Λ	平均自由程
ν	泊松比
ν_a	冲击频率
ν_D	德拜频率
ρ	位错密度
$\rho_f,\rho_g,\rho_m,\rho_t$	分别为林位错、几何上所必须的位错、可动位错和总位错的密度
ρ_D	与晶粒边界有关的额外位错密度
$\bar{\sigma},\sigma$	分别为宏观应力和宏观流变应力
τ,τ_c	分别为微观分切应力和微观本征应力 (临界分切应力,CRSS)
τ_B	τ_c的本底值
τ_i	理想剪切强度
τ_0	摩擦应力

τ_p	Peierls 力
τ_s	饱和应力
Θ,θ	分别为宏观和微观加工硬化速率
θ_f	加工硬化的林位错项
θ_h,θ_s	分别为加工硬化的硬化项和软化项(再回复)
θ_T	第三阶段向第四阶段转变过程时的加工硬化速率
θ_0	外推到 0 应力时的加工硬化速率
b.c.c.	体心立方
CRSS	临界分切应力
C-S	Cottrell-Stokes
DPM	位错穿越模型
f.c.c.	面心立方
h.c.p.	密排六方
LHR	本征硬化率
RT	室温
SFE	堆垛层错能
TEM	透射电子显微镜

·p.23·

2.1 引　言

2.1.1 简介

低温下晶体材料的塑性响应对所施加的应力非常敏感，但对应变速率的敏感性却很低(Frost 和 Ashby，1982，Kocks 等，1985)。对于具有一定组织结构的给定材料，应力水平的少许变化能诱发巨大的应变速率变化，因此，少量的微塑性瞬态应变就可以将弹性从弹-塑性范围中分离出来。若忽略瞬态应变，则可以定义材料在该组织下的屈服应力或流变应力。另外在相同条件下，通过塑性应变的累积可使材料有显著的强化。流变应力的这种不可逆变化就形成了功或应变硬化现象。

本章将在以滑移为主的塑性变形区内讨论晶体材料的流变应力和加工硬化，即低温和准静态条件($T/T_M<0.3\times10^{-5}$，$\dot{\varepsilon}<10^2\mathrm{s}^{-1}$)。

如果没有特别说明的话，只考虑流变应力和加工硬化的“微观的”或本征的组成部分，不考虑其宏观对应物的取向或者几何构成。对于单晶体的体积元来说，宏观流变应力$\bar{\sigma}$和塑性应变$\bar{\varepsilon}$与给定微观组织状态的临界剪切分应力τ_c、晶体学滑移系数量Γ及取向因子M有关，即

$$\sigma = M\tau_c,\mathrm{d}\bar{\varepsilon} = \mathrm{d}\Gamma/M \tag{2-1}$$

因此，宏观加工硬化速率与本征加工硬化速率的关系可用下式表达：

$$\mathrm{d}\bar{\sigma}/\mathrm{d}\bar{\varepsilon} = M^2(\mathrm{d}\tau_c/\mathrm{d}\Gamma) + \tau_c(\mathrm{d}M/\mathrm{d}\bar{\varepsilon}) \tag{2-2}$$

这里，

$$\theta = \mathrm{d}\tau_c/\mathrm{d}\Gamma \tag{2-3}$$

代表所谓的微观或本征晶体元素的加工硬化速率。(2-2)式的第二项为宏观加工硬化的几何部分，它随着与应变相关的晶体取向的变化而升高。

毫无疑问，对单滑移晶体最简单的实验状态进行的这种分析是有效的(见 Basinski 和 Basinski，1979。在双滑移情况下求解θ值时有些不确定性)。一般情况下，对于经受着特殊局部均匀应变增量的多晶体体积元或者多滑移条件下的任何晶体，常使用激活系中的滑移总量$\mathrm{d}\Gamma=\Sigma\mathrm{d}\Gamma_i$关系式。当一些不同滑移系同时被激活，并且需要精确分析多滑移行为时，定义本征加工硬化就变得非常复杂。一个滑移系的加工硬化效应决定于其自身的活性或其它滑移系的活性，该效应必须用包含加工硬化矩阵项h_{ij}的“加工硬化矩阵”来处理，h_{ij}的最简单形式为

$$h_{ij} = \delta(\tau_c)_i/\delta\Gamma_j \tag{2-4}$$

式中，i和j代表任何一对滑移系(Mandel，1965；Hill，1966；Hutchinson，1970；Asaro，1979；Peirce 等，1982；Franciosi，1988)。

当测量多晶体的宏观行为时，求解θ值的分析是复杂的(Kocks，1970，1987；Gil Sevillano 等，1980；Aernoudt 等，1987；本卷的第 3 章)，但是在大多数情况下考虑平均行为可满足

$$\theta = (\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\bar{\varepsilon})/\bar{M}^2 \tag{2-5}$$

• p. 24 •
式中,$\bar{M}$ 为所有取向因子的平均值,当然它将随宏观应变的进行而发生变化。

由于在微观或亚微观尺度上,晶体塑性变形具有固有的不均匀性特征,因此晶体元素的应变均匀性假设就不可能是严格真实的。所以与加工硬化有关的现象在此都不予讨论,包括严重偏离均匀应变的区域,例如严重的剪切带,它们经常涉及几何学上的加工硬化或软化中的基本组成部分,所以将它们放置在本卷的第 3 章中将更合理一些。

2.1.2 流变应力与加工硬化的理论分析

"材料的当前行为仅仅与它的当前状态有关,即决定于当前的组织结构(微观组织、亚结构……)。当前状态的变化速度是当前行为的一个方面。"对于给定的一系列外部变量来说,这是再清楚不过的描述了。在材料的流变应力和加工硬化关系方面,Kocks(1987)诙谐地称之为"诚实的东西"。自从位错理论出现后,人们知道了在外力的作用下,位错通过滑移进行长程移动,从面导致了低温条件下的塑性变形(也就是晶体学上的滑移)。运动着的位错在晶体表面、内部缺陷处(晶界、界面处)相互湮没而消失已是普通的常识,但是这种消失经常是不完全的,有些位错是以位错线段或位错环的方式存在的,它们在当前的流变应力水平上是不能运动的。换句话说,应变改变了当前的组织,并增加了位错密度。

在弹性应力-应变场中的位错,部分阻碍了在外力作用下其它位错的运动。这些位错对于与之相互作用的非共面的运动位错来说,实质上起到了局部障碍物的作用,故流变应力决定于当时的位错密度。因此,建立材料强度的完整理论就是建立当时组织结构(微观结构和亚结构)条件下的流变应力理论,并与给定滑移增量条件下的组织结构演变理论进行耦合,即加工硬化理论。

本章意在流变应力和加工硬化行为两方面取得共识。然而,除了位错-位错之间的相互作用以外,对流变应力做出最大贡献的其它内容将分别在本卷的其它章节中讨论。因此,本章(包括流变应力部分)主要集中在加工硬化行为方面。

很久以来,"加工硬化"现象一直吸引着人们的注意力(如 Tylecote,1976)。当在低温($T<0.3T_m$)条件下施加应力时,加工硬化可以在 2 个甚至 3 个数量级内改变韧性材料的强度(Cottrell,1953;Basinski 和 Basinski,1979),在某些情况下,甚至能将绝对值提高到理想强度的一半,即 $\bar{\sigma}_s \approx G/5$,这里 G 代表剪切模量(Gil Sevillano,1988)。因此,机械工程师、冶金工程师和物理学家对加工硬化已进行了透彻的研究也就不足为奇了。有关这方面的研究文献数量极大,但幸运的是,大量的综述性文章是有用的(见普通读物)、对工程上使用的手册来说,它也是应力-应变曲线的补充(Boyer,1986)。特别是,读者可以通过参考 Nabarro 等(1964),Hirsch(1975)以及 Basinski 和 Basinski(1979)的工作来获得有关这方面研究的详细说明,尤其是可以参考单晶体的行为来获得良好的历史性回顾。

• p. 25 •
影响加工硬化行为的内、外部参数很多,其中内部参数有晶体结构、晶体取向或织构、堆垛位错能(SFE)、化学成分、显微组织的几何形状和尺寸以及当前的位错亚结构;外部参数有温度、应变速率、变形模式、预变形史以及试样的尺寸和表面与体积的比率。

如此长的列表清单和大量的文献数量,也许使你感到相当沮丧,然而我们已经认识到,对于晶体结构差异很大的材料来说,加工硬化的现象却几乎是一样的。本章将主要讨

论行为的一般性，只是在必要的时候对某些特种材料的特殊性给予着重指出。

2.1.3 塑性应力-应变曲线的唯象学：变形阶段

对于工程上使用的技术材料来说，简单的唯象学方程一般都适用于宏观加工硬化曲线。要谨慎地使用超过实验应变范围的、拟合的外推值，因为自 50 年代以来人们已熟知，晶体将出现一些变形或硬化阶段。变形阶段是一个应变范围，在此范围内，流变应力或亚结构演变过程受一些特殊的微观机制所控制。事实上，当塑性机制的活性随温度、应变速率等变化时，在应变/应变速率/温度场内，每一个阶段都对应着加工硬化行为的一个区域。

1955－1957 年证实存在三个连续阶段(图 2-1)(Diehl 等，1955；Friedel，1955；Diehl，1956；Seeger 等，1957)，主要是由大量以前的 f.c.c. 单晶塑性方面的工作得出的。图 2-1

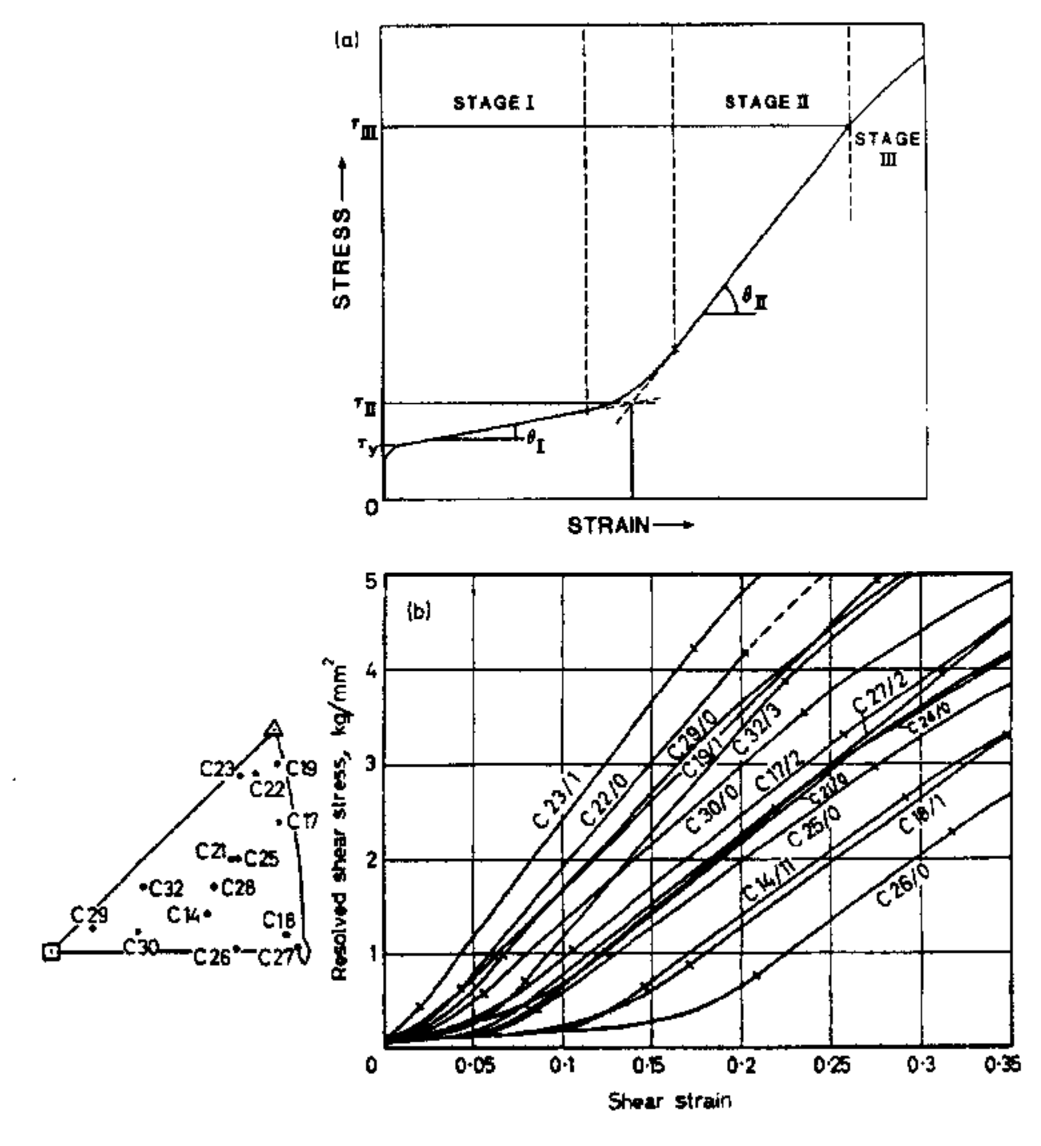


图 2-1 (a)以 Diehl 命名的(1956)各阶段加工硬化示意图；(b)Cu 单晶实际应力-应变曲线，拉伸试验(Diehl，1956)

代表具有中等或高堆垛层错能(SEF)的高纯单晶材料行为的典型曲线,它表示了单滑移几何条件,并朝向多滑移旋转。

在短暂的微塑性瞬态应变后,第一阶段或"易滑移"阶段开始,这只在高纯晶体的单滑移条件下存在。在受到大量内外变量影响的一个应变周期中,晶体呈现出一个弱的、近似为常数的加工硬化速率 θ^{I},它对外部变量 T,Γ 相当不敏感,

$$2\times10^{-4}<\theta_{I}/G<2\times10^{-3}$$

在到达双滑移或多滑移取向之前,应变硬化速率显著增加并且晶体进入第二阶段,第二阶段以线性应力-应变曲线为特征,其斜率

$$3\times10^{-3}\leq\theta_{II}/G\leq6\times10^{-3}$$

• p.26 •

对材料实验的内外部变量几乎不敏感。当应力达到与 T,Γ 和 SEF 有关的临界应力 τ_{II} 时,无热的硬化阶段结束。在 T 和 SFE 足够高的情况下,可能不存在线性的第二阶段。超过 τ_{II} 以后,在"第三阶段"过程中 θ 稳定地降低(在较高的 T 或较低的 Γ 时,降低的速率较快),曾经将该阶段定义为"抛物线硬化阶段",相信物理加工硬化规律是抛物线型的(Taylor,1934;Bell,1964,1965;Kuhlmann-Wilsdorf,1968)。

$$\tau\propto\Gamma^{1/2}\tag{2-6}$$

事实上,不仅第二阶段不是完全线性的,而且第三阶段也不是真正的抛物线。后来认识到,在第三阶段中,材料应变硬化能力降低的速率比按抛物线降低的要快(Kocks 等,1968),而且在大多数情况下,对整个第三阶段的应力-应变曲线更适合用 Voce 型方程来拟合(Voce,1984;Kocks,1976),

$$(\tau_{s}^{II}-\tau)/(\tau_{s}^{II}-\tau_{1})=\exp[-(\Gamma-\Gamma_{1})/\Gamma_{2}]\tag{2-7}$$

此方程包含有四个材料参数:$\tau_{1},\Gamma_{1},\Gamma_{2}$ 和 τ_{s}^{II}(其中只有三个是独立的)。

• p.27 •

该式具有渐进地到达饱和应力 τ_{s}^{II} 的特征,这与方程(2-6)所假设的抛物线方程相反。

多晶中的晶粒在与它相邻的晶粒进行弹塑性协调所施加的束缚下发生变形,结果在超过微塑性范围后(多滑移条件,见本卷的第 3 章),单个微晶立即激活了一个以上的滑移系,而且在应力-应变曲线中永远不存在第一阶段。

从拉伸试验的结果中获得了大量加工硬化的主要信息。拉伸试验提供的信息远远超过最大的有用应变,对大应变行为感兴趣的趋势在 20 世纪 60 年代后期急剧地增加,这期间一些创造性的工作将实验技术与亚结构观察结果相结合(Embury 等,1966;Langford 和 Cohen,1969),避免了拉伸和压缩实验的不足,并将应力-应变曲线扩展到非常大的应变。在 70 年代末期,一个新的加工硬化过程,即"第四阶段"很明显地应该加到那三个典型的阶段中(Gil Sevillano 等,1980)。第四阶段以热相关性为特征,极低的但稳固的加工硬化速率抑制了获得远远高于 τ_{s}^{II} 的饱和应力值。在某种情况下,应力-应变曲线第四阶段的实际函数形式接近于线性。但是,除了曲线的末端以外,θ^{IV} 一般是应变的递减函数,Voce 方程对此做了很好的阐述(Aernoudt 等,1987)。这里并没有排除其它新的阶段(Brion 等,1981,1986;Siethoff 和 Schroeter,1984)。

2.2 流变应力

位错滑移产生的塑性变形过程是自保持的，因为在流变应力的作用下位错能够增殖。在某种情况下（例如，屈服点或 Portevin/Le Chatelier 现象，见 Neuhauser 和 Schwink，本卷的第 5 章），流变应力仅以位错临界值的释放或增殖为特征。在多数情况下，流变应力被材料中位错结构的扩展所控制。

这里所说的结构是广义的，包括具有周期性点缺陷的晶体点阵，溶质中的外来原子、位错密度和空间分布（"亚结构"）、晶粒边界和孪晶界以及与界面有关的第二相（"显微组织"）。CRSS 或"微观流变应力"τ_c为施加的分切应力，在所有共存的结构特征的叠加效应下它保证位错能进行长程扩展。这些结构代表着阻碍位错滑移的、不同强度的障碍物。

真实材料的流变应力，其实际值在两个绝对值界限范围内。上限用剪切切断完整晶格的"理想剪切强度"τ_i来代表；下限是 Peierls-Nabarro 应力 τ_p，即任何对位错运动的阻碍都使流变应力提高到 Peierls-Nabarro 应力以上。这当然适用于在没有任何其它晶格缺陷条件下位错滑移所需的力。对位错运动来说，任何一种障碍物都将在不可避免的 Peierls-Nabarro 力基础上使流变应力增加，这可以用点阵摩擦力来命名。

• p. 28 •

2.2.1 理想剪切强度：无位错流变应力

对于晶体学上均匀的滑移来说，分切应力，即晶格的弹性断裂是剪切模量 G 的一个高的组分。根据理论预测（Macmillan，1983；Kelly 和 Macmillan，1968），该值为

$$G/30 \leq \tau_i \leq G/10 \tag{2-8}$$

在 b.c.c.（Fe，W）、高 SFE f.c.c.（Ni，Al）和某些 h.c.p. 金属（Cd）的单晶线形晶须中，实验上已观察到接近上限水平的数值。(2-8)式给出的最低 τ_i值与中等的和低的 SFE f.c.c. 金属相对应。

对于均匀的晶格失稳来说，理论强度基本上是无热的，只能用剪切模量的温度相关性来标定。晶须的真实强度可能显示出对温度的较高敏感性，因为有可能从自由表面位错环的热形核处导致断裂（Friedel，1965；Kelly 和 Macmillsn，1986）。

2.2.2 障碍物限制的位错滑移动力学

在单位体积元中，滑移位错环在其滑移面上的表面积增量与滑移增量的关系为

$$\mathrm{d}\Gamma = b\mathrm{d}s \tag{2-9}$$

结构障碍物的存在阻碍了位错运动，并控制着位错的运动速度 v。在分切应力 τ 作用下，假设单位体积内有一个长度为 ρ_m 的可动位错线，在长度上平均每隔 L 单位就有一个障碍物，可动位错线的运动受到这些障碍物的制约。当位错征服了一个障碍物并在到达任何其它障碍物之前，如果 δu 为位错线段移动的距离，那么每个障碍物的应变增量为

$$\mathrm{d}\Gamma_{\mathrm{obs}} \approx bL\delta u \tag{2-10}$$

单位体积中有 ρ_m/L 个障碍物与位错相遇。在准静态条件下，如果与位错在障碍物处平均等待时间 δt 相比较，就可以忽略位错从前一个障碍物逃脱至到达另一个新障碍物所

花费的时间。因此，$v \approx \delta u/\delta t$ 就是有效位错滑移速度，它产生了滑移应变速率，

$$\Gamma = b\rho_m v \tag{2-11}$$

即著名的 Orowan 方程。在 0K 以上，借助于热激活的帮助，可以克服每个障碍物提供给位错的能垒。在最简单的情况下，位错穿越障碍物的频率由下式给出：

$$\nu = \nu_a \exp[-(\Delta F - \tau V_a)/(kT)] \tag{2-12}$$

式中，ν_a为特征冲击频率，ΔF 是为了获得使位错从障碍物处释放的临界组态所需的自由能增量，(τV_a)是外应力所提供的能量分数。"激活体积"V_a是有效体积，其值等于

$$V_a \simeq bL\delta u_a \tag{2-13}$$

式中，δu_a为激活距离，即为了达到激活状态的位错位移。下式给出了冲击频率：

$$\nu_a = \nu_D b/L \tag{2-14}$$

式中，ν_D为德拜频率(10^{12}—$10^{13}s^{-1}$)。将不同参数的合理值代入方程(2-11)—(2-14)，可以看出在激活的位错滑移中，热运动的贡献约在 20—30kT 范围内(室温下～0.6eV)。

• p. 29 •

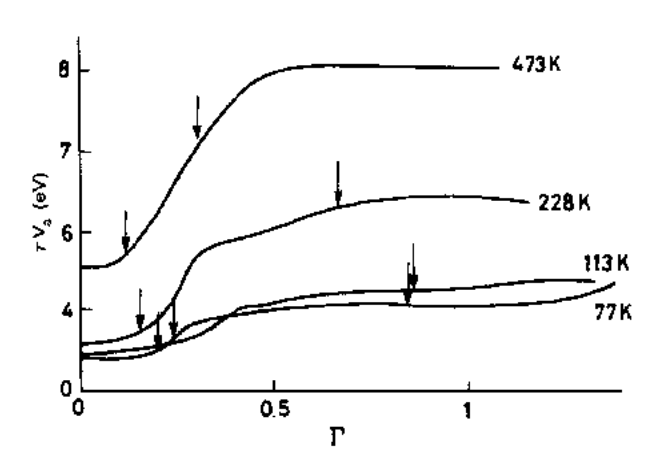


图 2-2 在各种温度下，Cu 单晶的 τV_a与 Γ 的关系曲线。图中标出了典型的加工硬化阶段[摘自 Nabarro(1986)]

在温度和应变速率恒定的条件下，预计(已观察到)外应力对激活能的贡献 τV_a近似地与变形规范内的应变或应力无关(Nabarro，1986)，这取决于流变应力与障碍物间距离 L 倒数的比例关系(2.2.5 节)。这样，τV_a值就代表了适用于流变应力的微观机制的一种标记，它能够从恒定结构和温度下的应变速率变化中推导出来：

$$\tau V_a = kT\mathrm{d}(\ln\Gamma)/\mathrm{d}(\ln\tau) \tag{2-15}$$

图 2-2 给出了具有三个典型阶段的 Cu 单晶 τV_a与 Γ 关系曲线的一个例子。在这些曲线中，第一阶段向第二阶段的转变是明显的，但从第二阶段向第三阶段转变时，没有观察到显著的偏离现象。在第二阶段和第三阶段中，流变应力似乎由相同的机制所决定。

将动力学方程外推至 0K，得到当前组织结构下流变应力的无热极限，其中组织结构中的障碍物必须只能被一种力学贡献所克服，

$$\tau_0 = \Delta F/V_a \tag{2-16}$$

在这里仅简单地叙述了障碍物控制的滑移动力学(低温塑性)，有关这方面的详细描述可以查阅 Kocks 等(1975)、Cagnon(1979)和 Schoeck(1980)的著作。应该注意到，(2 12)式仅在特定情况下严格有效，即在恒定反内应力的条件下，它仅适用于尺寸相同的圆形障碍物规则排列的情况。对于障碍物的其它强度分布图，考虑到障碍物在滑移面上并非随机分布，则通用的方程(Kocks 等，1975)为

$$\Gamma = \Gamma_0 \exp\left\{\frac{-\Delta F[1-(\tau/\tau_0)^p]^q}{kT}\right\}$$

$$0 \leq p \leq 1$$
$$1 \leq q \leq 2 \qquad (2\text{-}17)$$

由公式(2-10)－(2-14)中可以明显地看出指数 Γ_0 的意义。

· p. 30 ·

2.2.3 Peierls-Nabarro 力

晶体点阵的周期性是位错运动阻力 Peierls-Nabarro 力的起源。当位错在滑移面上从一排点阵位置滑向另一排时，其中心能量在运动方向上波动，波长等于点阵距离。尽管中心能量是弹性的，但长程能量保持不变。为了克服两个相邻稳态平衡位置间的势垒，在外力的作用下，能量必须以功的方式提供。原子间的位移所需要的能量决定着 Peierls-Nabarro 力 τ_p。很明显，位移依赖于晶体中决定着原子间作用力的原子键类型以及位错中心处的原子结构。随着原子键方向性的增加，τ_p值显著增加，面心立方金属的 τ_p值最小，而共价晶体 τ_p的值最大。表 2-1 给出了实验得出的 τ_p值数量级(外推至 0K)(Frost 和 Ashby，1982；Takeuchi 和 Suzuki，1989)。

在宏观塑性范围内，不可忽略 f.c.c. 金属的点阵阻力。对于体心立方和密排六方棱柱形滑移来说，τ_p的水平能够表征这些材料在低温下的较高分数的流变应力。对这些晶体进行观察发现，点阵势垒激活能(～0.5eV)和激活距离(～$b/2$)都是较低的，因此，τ_p与温度和应变速率之间存在着极强的相关性。另一方面，由于共价晶体的 Peierls 力非常高，所以只能在高温下才能进行长程位错滑移($\Delta F \approx 5$eV)。离子晶体介于二者之间。

在 0K 以上，位错不能同时克服其沿线上的所有点阵势垒。借助热扰动可以形成局部能峰，这样就可以将一些短的位错线段放入到邻近的点阵能谷中。这些位错线段被一对异号的扭折所束缚，而扭折能在外应力的作用下在两侧移动并各自分开，当来自相邻能峰的异号扭折在沿线上相遇时，它们就相互湮没。Kocks 等(1975)对双扭折的形核和扩展过程做了全面的讨论。流变应力中的 Peierls-Nabarro 力组分似乎受双扭折的形核过程所控制。唯象学方程(2-17)($p=3/4$，$q=4/3$)很好地描述了双扭折与温度和应变速率的相关性。

表 2-1 实验得出的 τ_p 值数量级(外推至 0K)

系	近似的 $(\tau_p)_0/G$
面心立方金属和密排六方金属中的基面滑移	$<10^{-5}$
体心立方金属、密排六方金属中的棱柱形滑移及面心立方金属中非密实面上的滑移	5×10^{-3}
离子晶体：碱卤化物氧化物	$10^{-2}\to2\times10^{-2}$ $10^{-2}\to3\times10^{-2}$
共价固体	$2\times10^{-2}\to5\times10^{-2}$

Peierls-Nabarro 力的古典半离散理论(Nabarro，1967；Hirth 和 Lothe，1968)至少从半定量角度着重强调了位错核心的许多特征对位错行为的影响，其计算如下：

$$\tau_p/G = [2/(1-\nu)]\exp(-2\pi w/b) \qquad (2\text{-}18)$$

式中，$w=h/(1-\nu)$为位错宽度，h 为滑移面间距。当位错的伯格斯矢量保持在滑移面上时(例如面心立方中的 Shockley 位错)，或者当高 τ_p的位错在势谷中沿着更致密的方向保持

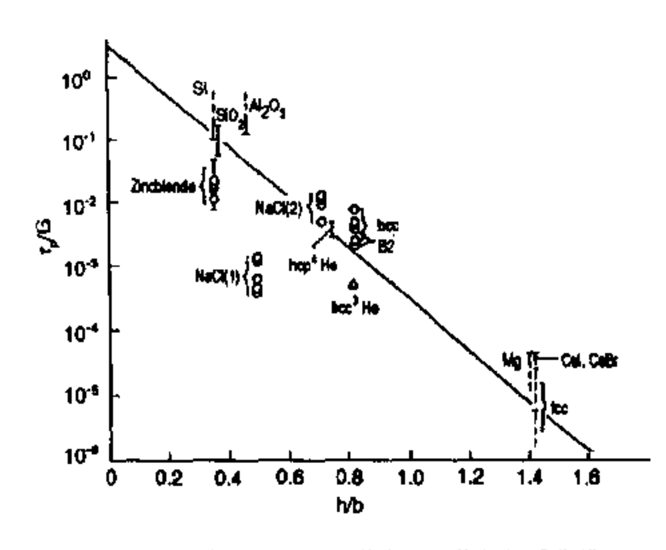


图 2-3　实验获得的 τ_p/G 值与 h/b 值的关系曲线。NaCl(1)和 NaCl(2)符号分别代表 NaCl 型离子晶体的初始滑移系和二次滑移系。实线为 $\nu=0.3$ 时的方程(2-18)。摘自 Takeuchi 和 Suzuki(1989)

直线趋势时，公式(2-18)能够解释激活滑移面的选择性、τ_p对 w 的高敏感性以及部分位错的高可动性。实验的$(\tau_p)_0$值在一个数量级范围内遵守(2-18)式(图 2-3)。然而，传统的处理方法局限于分布在位错滑移面上的二维核心，并且不能够应用于其它重要的场合，如在体心立方金属中螺位错相互交叉的〈111〉区，分布在位错滑移面上的三重对称核心的情况。在过去的 20 年里，位错核心对塑性的影响引起了许多人的注意，人们利用原子论的方法对此进行了计算机模拟，许多结论是可行的(Puls，1981；Christian，1983；Vitek，1985；Veyssière，1988；Duesbery，1989)。

正如所预计的那样，核心效应对加工硬化行为和晶体的流变应力都产生强烈的影响(2.3.5 节)。受核心控制的塑性，其特点是显著的 CRSS 温度相关性和偏离 Schmid 定律(激活滑移面的异常选择、取向对 CRSS 的影响、无滑移应力分量的影响、滑移的不对称性)。图 2-4 概要地归纳了在晶体中发现的微观流变应力对温度的本征相关性。在核传播过程中，与位错核(可能是在滑移面内的 glissile 核或在滑移面外的 sessile 核)传播有关的 glissile-sessile 转变可能产生不规则的温度与流变应力的关系[图 2-4(c)]。

· p. 32 ·

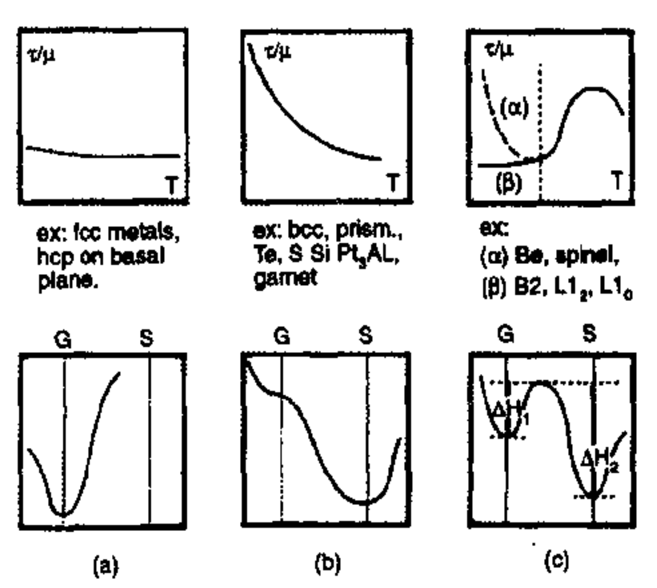


图 2-4　晶体中发现的 CRSS 对温度本征相关性的示意图以及相对应的位错能图。(a)CRSS 对温度不敏感；(b)Sessile 核(S)是稳态的并且不存在亚稳的 glissile 核(G)；CRSS 显示出明显的温度负敏感性；(c)存在两个亚稳核心和两个不同的 CRSS 区，它们与低温下的(α)Sessile 核和(β)glissile 核的稳态核特征有关：在两种情况下，CRSS 在中温达到一个峰值(Veyssière，1988)

2.2.4　基底内应力

处于塑性应变下的结构材料产生了大范围的非均匀内应力场，该应力将影响可动位错的运动。内应力强度随着与结构特征相关的波长而变化。事实上，内应力的

模式决定于场之间的干涉结果，而这些场与材料中的所有结构特征有关。给出一个波长为λ的本底，该波长远远大于其它局部障碍物的波长，即 $L \ll \lambda$。来自局部障碍物的应力势垒可以通过热激活来克服，而且本底应力模式将表现为准绝热的。这样本底将对流变应力产生一个附加项，即运动位错受到一个有效的反向应力作用。许多作者(Chen 等，1964；Li，1968；Argon，1968；Kocks 等，1975)对这种表观反向应力的量级进行了讨论，它将永远小于本底内应力的峰值，而且一般情况下是非常低的。

晶体中存在的堆积位错和可动位错是产生内应力的一个特殊根源。事实上，早期位错理论(Taylor，1934)将其假设为加工硬化晶体中流变应力的基本组分。位错线周围的应力场可表示为(柱坐标 r,ϕ)

$$\tau_{ij} = Gbf(\phi)/(2\pi r) \tag{2-19}$$

特别是，当相对距离为 h_e的平行平面上有两个平行刃型位错进行滑移时，位错间的最大交互应力为

$$\tau = Gb/[8\pi(1-\nu)h_e] \tag{2-20}$$

当位错密度为 ρ 时，任何运动位错与其最相邻位错的平均距离为 $h_e \approx 1/(2\sqrt{\rho})$，当所施加的应力超过 τ_B时，位错仅仅运动通过晶体，此时，τ_B为

$$\tau_B \simeq Gb\sqrt{\rho}/[4\pi(1-\nu)] \simeq 0.1Gb\sqrt{\rho} \tag{2-21}$$

上述方程在单一位错被其余位错密度所分隔的应力场大于平均位错距离 $\rho^{-1/2}$的假设条件下是有效的，正确的假设仅仅适用于完全的随机位错分布(Wilkers，M.，1969；Kocks 和 Scattergood，1969)。

• p. 33 •

对 Taylor 原始理论中的许多变量或多或少地进行完善是可行的。若假设位错被束集成具有高能的组态[例如，n 个分离位错的塞积，平均为$(\rho/n)^{-1/2}$]，则交互应力的强化效果将因位错塞积的原因而比(2-21)式所给定的值高出一个$\sqrt{n}$因子。Mott(1952)，Friedel(1955)，特别是 Seeger 及其合作者(Seeger，1957，1958，1968；Seeger 等，1957)对基于流变应力理论的塞积做了进一步的发展，其争论的焦点在于长度(Nabarro 等，1964；Hirsch 和 Mitchell，1967，1968；Hazzledine，1967；Hazzledine 和 Hirsch，1967)。从理论的观点来看，塞积群对流变应力的长程应力贡献明显低于最初假设的临界应力，所以基于流变应力理论的塞积则失去了许多它们最初所得到的支持。除了理论评述以外，在实验的流变应力水平与定量化的一致性方面，基于流变应力理论的塞积并没有在位错塞积的 TEM 观察中得到必要的支持(Mughrabi，1975)。位错排列显示出相当的复杂性，甚至在单滑移条件仍然占主导地位的第二阶段也是如此。初始位错大平面排列的长程应力可由二次滑移得到部分释放，但当对未被释放的初始塞积进行观察时发现，位错塞积中的位错数量不足以解释根据长程应力理论得到的流变应力。进一步研究发现，二次位错的密度与初始位错密度相类似，这说明不应忽略位错林对流变应力的贡献。对于第三阶段的胞状位错结构来说，基于流变应力理论的塞积似乎很难得到应用。另一方面，除第一阶段外，内应力存在于其它各个阶段。然而(见 2.2.8.3 节)，最近的研究结果表明，与长程塞积作用相比，其它根源引起这种应力状态的理论则更为真实，如不同类型的塑性应变梯度(Kocks 等，1980；Mughrabi，1983；Ungar 等，1984；Pedersen 等，1981；Jackson，1985a)或亚晶界(Nix 等，1962；Gibeling 1984 和 Nix，1980；Argon 和 Takeuchi，1981；Morris 和 Martin，1984)。

对于低能量的位错排列来说，相关的内应力相对来说较弱。例如，对于一个高度为 h 的刃型偶极子来说，在距离偶极子为 $r \gg h$ 处的最大交互应力为

$$\tau \simeq Gbh/[8\pi(1-\nu)r^2] \tag{2-22}$$

该最大交互应力类似于一个刃型位错在平面上进行滑移所造成的结果。平均说来，如果所有贮存位错密度是以随机分布的刃型偶极子方式存在的话，那么一个滑移位错将在距离为 $1/(2\sqrt{\rho/2})$ 处遇到最邻近的偶极子，因此，

$$\tau_B \simeq \{(h/r)/[4\pi\sqrt{2}(1-\nu)]\}Gb\sqrt{\rho}, h \ll r \tag{2-23}$$

也就是说，与(2-21)式相比，该值非常低。当位错以偶极簇团或多极方式排列时，例如第一阶段中的亚结构(见 2.3.4.5 节)，则它们的作用可以被忽略(确实已观察到这种现象)。那么，只有当 $r \approx h$ 时，在短程区域内才能存在有效的交互应力，此时(2-19)式才成立。

2.2.5 点状障碍物

尽管所施加的剪切应力克服了晶格切向反作用应力以及可能的晶体体积元中的内应力(这一点仍在研究之中)，但由于分布在滑移面上的离散障碍物的存在，位错的长程应力运动仍然受到了阻碍。这种障碍物在晶体中大量存在。完整晶格的任何扰动对位错线都产生了一个能垒，这种扰动来自外来原子、其它位错对滑移面的夹断、任何类型的边界、沉淀相、弥散相或第二相等等。当障碍物与位错线(有效障碍尺寸)的交互作用距离小于两个相邻障碍物间的距离时，障碍物可以大致作为点状物来处理。

• p. 34 •

当位错线被点状障碍物钉扎时，随着所施加外应力的增加，位错线将在障碍物之间弯曲，位错线段的弯曲半径 R 为

$$R = T_d/(\tau b) \simeq Gb/(2\tau) \tag{2-24}$$

式中，T_d为位错线的线张力，在最简单的均质固定值近似条件下其值等于位错线能量 E_d。这样，位错作用在障碍物上的有效力为

$$F = 2E_d\cos(\varphi/2) \tag{2-25}$$

式中，φ为两个位错线段所对应的角。当力 F 等于障碍物强度 F_{obs}时，位错逃离障碍物。在此临界点，

$$2E_d\cos(\varphi_c/2) = F_{obs} \tag{2-26}$$

因此，晶体中的障碍物可以用临界角 φ_c来表征。障碍物所受到的最大力为

$$F_{max} = 2E_d \simeq Gb^2(\varphi = 0) \tag{2-27}$$

有效的大量障碍物的强度与尺寸有关[$F_{obs} \approx (\tau_c)_{obs}bt$，其中$(\tau_c)_{obs}$为平均有效障碍物分切应力，$t$ 为障碍物厚度]，因此当 $F_{max} < F_{obs}$时，有些障碍物是不能够被位错线切割的。当 $0 < \varphi_c < \pi$ 时，位错切过障碍物。当 $F_{max} < F_{obs}$时，位错绕过障碍物并在其周围留下一个位错环(Orowan 机制)。因此，强有力的障碍物(当 $\varphi = 0$ 时)永远对加工硬化起作用。

对于受点状障碍物控制滑移的流变应力来说，其强度不仅与障碍物的强度有关，而且也依赖于它们的空间分布状态。假如障碍物均匀分布在滑移平面上一个边长为 L 的正方形区域内(这是一种极不可能的情况)，则障碍物对流变应力的唯一贡献可由公式(2-24)—(2-26)得到

$$\tau_c = (Gb/L)\cos(\varphi_c/2)$$

$$= Gb\sqrt{N_{\mathrm{A}}}\cos(\varphi_{c}/2) \tag{2-28}$$

式中，N_{A}为障碍物的表面密度。障碍物几乎不可能分布在一个规则的区域中。偏离规则性意味着表面密度的不均匀，即此时具有低于平均密度的软区。在应力状态下，位错线将利用这种密度涨落寻找到通过滑移面的路径，而此时的应力低于(2-28)式给出的应力。许多学者采用分析技术(Kocks，1966，1967；Hanson 和 Morris，1975；Dorn 等，1969；Labusch，1977)和数值技术(Foreman 和 Makin，1966，1967；Morris 和 Klahn，1974；Hanson 和 Morris，1975，1978；Labusch 和 Schwartz，1976；Altintas，1978)对点状障碍物的随机分布进行了不断的研究，这包括流变应力的无热限制和热激活滑移两个方面。(2-28)式的偏差非常重要，而且它对障碍物的强度是敏感的。

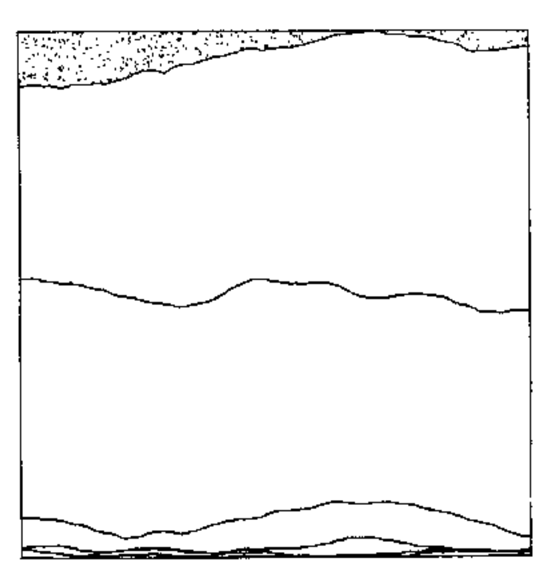


图 2-5　计算机模拟结果。位错线的顺序平衡位置与应力增加的关系。随机分布 9000 个点状障碍物，$\varphi_{c}=160°$(摘自 Jiménez，1982)

• p. 35 •

沿着只是略微弯曲的位错线方向，位错线可以通过顺序开启相邻的障碍物(与“拉开拉链”相似)来克服弱障碍物($\varphi_{c}\approx\pi$)，Friedel(1956)预言的这种机制已被计算机模拟所证实(图 2-5)。对于一个通过滑移面(切过临界值)不断进行滑移的位错来说，在已扫过的区域内，位错开启前一个障碍物后将不再遇到(平均意义上说)其它障碍物了，即

$$\tau_{c} \simeq Gb\sqrt{N_{\mathrm{A}}}[\cos(\varphi_{c}/2)]^{3/2} \tag{2-29}$$

计算机模拟结果表明，当 $\varphi_{c}\geq 100°$时该方程是有效的。

另一方面，遇到硬障碍物时($\varphi_{c}\approx 0$)，严重弯曲的位错线将发射出探头来寻找易于通过的低密度通道，直到发现适宜长程滑移的切过点为止。方程(2-30)可以很好地描述硬障碍物的计算机模拟结果

$$\tau_{c} = 0.8Gb\sqrt{N_{\mathrm{A}}}\cos(\varphi_{c}/2),\varphi_{c} \leq 100° \tag{2-30}$$

图 2-6　位错滑移通过随机分布的 9000 个硬障碍物的计算机模拟结果，$\mathscr{S}_{c}=0$(摘自 Jiménez，1982)

位错沿着低于平均障碍物密度的便利通道切过障碍物的意义是：一旦达到切过临界值，滑移面上的硬区或小岛就将被 Orowan 位错环所包围。这意味着当位错通过以后，微观组织中障碍物的密度增加，即

硬障碍物的不规则排列对流变应力(方程 2-30)和加工硬化都起作用。对于随机分布的点状障碍物来说,沿硬区聚集凹形位错环的临界障碍物强度是在 $\varphi_c \approx 90°$时(Vetter 等,1982;Jiménez Ibá ñez,1982)。

许多情况下障碍物的强度是不均匀的,而且经常是几种类型的障碍物同时存在于滑移面上(例如,固溶原子、细小沉淀相、林位错)。经常争论的问题就是这些因素的叠加。

目前对两种情况已达成了共识(Kocks 等,1975)。当硬障碍物与高密度的软障碍物混合在一起时,观察到了两种障碍物单独作用的叠加性

$$\tau_c = \tau_c^{weak} + \tau_c^{strong} \tag{2-31}$$

在其它情况下,特别是中等强度障碍物的混合,利用平方叠加规律则更适宜,即

$$\tau_c^2 = \tau_1^2 + \tau_2^2 + \cdots \tag{2-32}$$

Brown 和 Ham (1971)发表了一篇关于点状障碍物强化效应的优秀评述文章,读者常以此作为参考,在此仅给出了该问题的简单描述(见 Ardell,1985)。当对大范围的障碍物密度进行比较时,要使用位错线张力的更精确值,因为存在 $\tau_c \propto (N_A)^{1/2}$的比例偏差。对于均匀的中间的刃型/螺型位错的近似值为

$$E_d \simeq \{Gb^2(1-\nu/2)/[4\pi(1-\nu)]\}\ln(R/r_0) \tag{2-33}$$

• p. 36 •

适宜的临界半径为

$$\begin{aligned} &r_0 = b \\ &R = L' = L[\cos(\varphi_c)]^{-1/2}, \varphi_c \geq 100° \\ &\text{(Friedel distance)} \\ &X \leq R \leq L, \qquad \varphi_c < 100° \end{aligned} \tag{2-34}$$

式中,X 为障碍物尺寸。

最近,Nadgorny(1988)总结了俄罗斯研究工作者的文献,并对此问题进行了广泛的(给人以深刻印象的)全面研究,重点强调了热激活这一方面。

2.2.6 林位错对流变应力的贡献

当位错在晶体内进行长距离滑移时,它将遭遇到不在同一平面的位错穿透滑移面而构成的"林位错"。根据运动位错和穿透位错的柏氏矢量,在这些穿透位错附近,该运动位错将受到排斥力或吸引力。如果位错线能够克服局部排斥力或脱离局部吸引力来切割林位错,那么,位错就可以自由地继续滑移。

切割相斥的穿透位错比切割相吸的穿透位错要容易些(Carrington 等,1960;McLean,1962)。仅仅通过改变位错的符号就可以获得另一种交互作用力。如果位错线是绝对固定不动的,那么,等强度的力就应该由两种交互作用表现出来。然而,当位错彼此相遇时,位错就会弯曲。对于相斥的交互作用力,位错线就侧向展开来降低交互作用;面对于相吸的交互作用力,位错线就相互靠拢来增加吸引力并连接在一起,形成了由一个扩展位错线段连接在一起的两个三重节点(图 2-7)。切割的结果形成了一对割阶或扭折,每个割阶或扭折都需要 $Gb^3/(4\pi)$这样一个数量级的能量供给。据估计,切割相斥穿透位错过程中的能量供给大约在这一数量级。切割穿透位错所做的功为 $\beta\tau b^2/\sqrt{\rho_f}$,根据穿透位错位置和实

际交互作用距离的不规则性可确定 $\beta>1$，其中交互作用距离是 b 的一个很小的倍数。ρ_f为林位错密度（$\rho_f=\rho/2$ 表示位错线在晶体中的随机分布，ρ为总位错密度）。这一评估（Nabarro 等，1964）就产生了一般形式的公式

$$\tau_c=\alpha Gb\sqrt{\rho} \qquad (2\text{-}35)$$

该方程相似于由方程（2-22）导出的扩散长程应力场效应或点状障碍物交互作用力（$\alpha\gtrsim 0.1$，等价于 Friedel 近似方法中的 $\varphi_c\approx 146°$），即弱障碍物。由于交互作用距离较短，因此切割相斥的穿透位错将是一个热激活的过程。

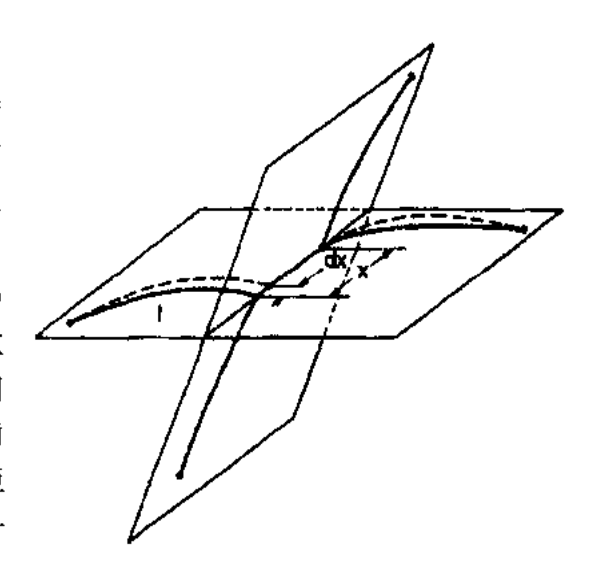


图 2-7　相吸位错的会交示意图

很难对相斥穿透位错强度进行详细计算，而且对点状障碍物的力 $Gb^2/(2\pi)$值可能是估计过低了（Shetty 和 Hirth，1971）。然而，它们在多数情况下对流变应力贡献的较小重要性方面却达成了一致。

另一方面，由于形成相吸会交点而节省下来的能量可高达数百电子伏特，并且这种会交点只能由外应力解开。结果是林位错中大部分相吸穿透位错对流变应力做出了准无热的贡献，正如将看到的那样，它代表了多数情况下位错强化的主要部分。

精确计算相吸交会点的强度是相当复杂的，描述这种特殊的函数需要 12 个参数（Hirth 和 Lothe，1968），因此对其进行简化是不可避免的。对于运动位错和穿透位错钉扎点的任何空间位置来说，强度的计算是通过利用会交点的虚拟位移来确定会交点的平衡图形。在任何情况下，对于一个位移增量 dx 来说，图形的线能量增量 dE_d等于应力所做的功 dW

$$\left.\begin{aligned} dE_d &\propto Gb^2 dx \\ dW &\propto \tau bl dx \end{aligned}\right\} \begin{aligned} &\tau\propto Gb/l\propto Gb\sqrt{\rho_f} \\ &\tau_c=\alpha Gb\sqrt{\rho} \end{aligned} \qquad (2\text{-}36)$$

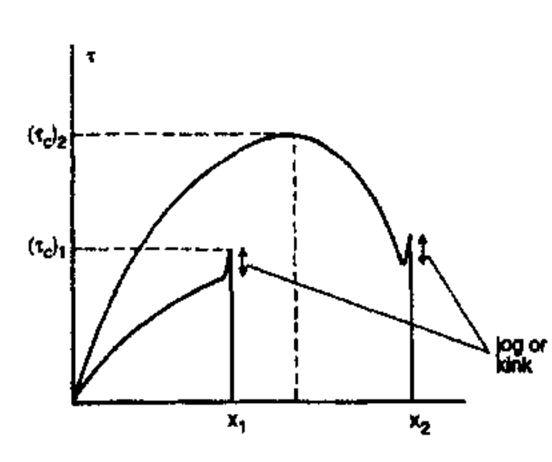


图 2-8　相吸位错的会交示意图。两种不同强度的会交，应力与结点间距之间的关系示意图（包括产生一个扭折或割阶的最终效应）

· p. 37 ·

流变应力与总位错密度的关系相似于等式（2-22）或（2-35）。正如 Nabarro 等（1964）所强调的那样，几乎任何位错-位错交互作用机制都可得到 $\tau\propto Gb\sqrt{\rho}$ 的比例关系，这归因于对量纲的分析。

当由两个三重会交点连接的位错重新吸附，或者运动的位错臂中的一个在外力作用下变得不稳定时，会交点将开裂。只有在前一种情况下，相吸会交点在强化作用方面而确实起到了点状障碍物的作用（$\alpha\leq 1$）。而且

在这种情况下，形成割阶或扭折的能量仅仅增加了会交点的抗力，当两个节点相遇时，在此处形成应力峰(图 2-8)。只有这样的相吸会交点和相斥穿透位错才可以对流变应力的热相关性做出贡献(见 2.2.6.4 节)。

彼此相吸的交互作用这一独特过程，首先由 Hirsch(1958)作为一种可能的强化机制提出，Saada(1960a，1960b，1963)，Carrington 等。(1960)，Baird 和 Gale(1965)以及后来的 Schoeck 和 Frydman(1972)及 Püschl 等(1982)对此问题进行了彻底的研究。林位错的强化能力强烈地依赖于材料的晶体学结构和位错相遇的图形几何特征。

• p. 38 •

2.2.6.1 面心立方的林位错

Schoeck 和 Frydman(1972)详细研究了面心立方林位错的穿透位错强度，Püschl 等(1982)对此工作进行了补充。对于一个随机的面心立方林位错来说，当它的穿透位错长度等于穿透位错间距时，只有约 20%的穿透位错形成会交点(15%为刃型运动位错，24%为螺型运动位错)。图 2-9 表示了活性穿透位错的密度函数与林位错强度的关系曲线。计算时假设线能量等于 $E_{edge}=0.82Gb^2$，它对应着(2-33)式中的外临界半径 $R=10^3b$，则该随机林位错的总密度等价于 $1.5\times10^{13}\mathrm{m}^{-2}$。据此，计算强度时就必须乘以一个因子：

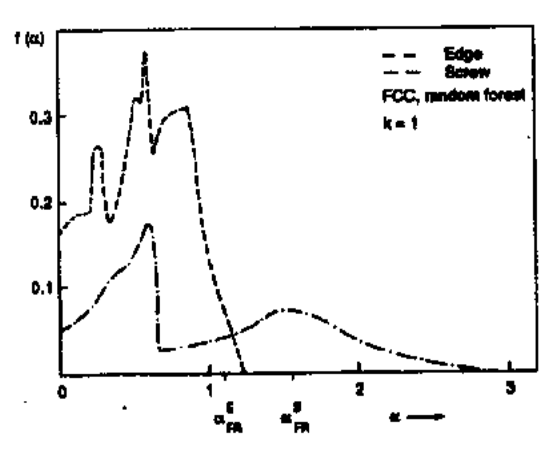


图 2-9 活性穿透位错密度与一个随机林位错强度的关系曲线。该穿透位错的长度与穿透位错间距相等($K=1$)，并且 $E_{edge}=0.82Gb^2$(摘自 Schoeck 和 Frydman(1972))。横坐标中表示刃型位错和螺型位错 Frank-Read 位错源的临界应力

$$\eta=-\ln(b\sqrt{\rho})/\ln10^3 \qquad (2\text{-}37)$$

当偏离这个参考密度值很大时，用 $R=1/\sqrt{\rho}=L$(Foreman，1967；Briwn 和 Ham，1971). Schoeck 和 Frydman 利用二次均方方法作为对(2-31)式的扩展，$\alpha=0.3$，估算了随机面心立方林位错对流变应力的贡献。Püschl 等(1982)对这种计算进行补充后得到了最终的估算值为

$$\tau_c(\text{random f. c. c. forest})\simeq 0.36\eta Gb\sqrt{\rho} \qquad (2\text{-}38)$$

式中，η 值由方程(2-37)给出。

对于面心立方金属来说，(2-38)式与实验结果具有非常好的可比性，特别是在多滑移条件下发生应变时，即对 Schoeck 和 Frydman 所假设的随机林位错而言，在包含柏氏矢量多样性方面具有可比性。图 2-10 给出了从第一阶段到第三阶段 Cu 和 Ag 的 ρ 和 τ_c关系曲线的测量图，它覆盖了位错密度的 6 个数量级。实验数据的线性回归关系为

$$\tau\propto\rho^{0.425} \qquad (2\text{-}39)$$

它等价于 $\alpha=0.40$ 时的(2-38)式(Basinski 和 Basinski，1979)。因此，基于相吸林位错的理论估算，就似乎可以解释所观察到的流变应力的 90%。若仅仅考虑多滑移的数据(第二阶

段和第三阶段，$\tau_c > 10MPa$)，那么，二者的结果会吻合得更好。$\rho > 10^{14} m^{-2}$这样的偏差可能是利用 TEM 测量时，由于位错重叠而造成的误差所致。

· p. 39 ·

若将表面位错密度适当地转化成总位错密度，那么，另外一个 Cu 的大量独立的 TEM 数据平均值(Mecking 和 Kocks，1981)与(2-38)式之间也具有相似的一致性。

然而，经常会发现，单独测量的 α 值会偏离它们的平均值。例如，对多滑移条件下变形的不同面心立方金属来说(取向对称的单晶或多晶)，α 的精确测量值在 0.2～0.4 的范围内(AlHaidari 等，1983；Döner 等，1974；Essmann 等，1968；Göttler，1973；Hansen，1977；Staker 和 Holt，1972；Ambrosi 等，1980)。

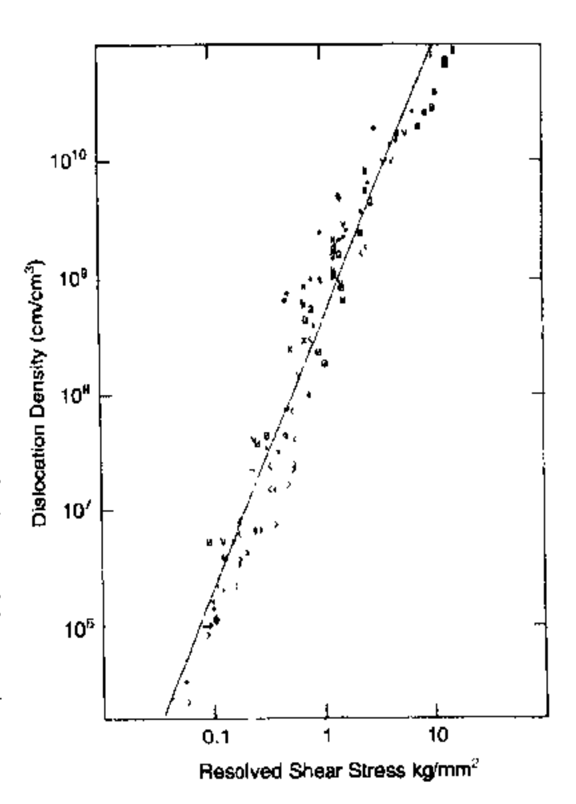


图 2-10 Cu 和 Ag 流变应力数据与林位错密度的汇总(为便于比较用 Cu 来校正 τ_c)。重绘自 Basinski 和 Basinski(1979)。回归曲线对应于方程(2-39)。不同的符号代表不同的参数，完整的解释内容请见原文

从理论上预测了(2-38)式的偏离值。该式对应于这样一个随机林位错，即其穿透位错间距与穿透位错长度的比值 $K \approx 1$。会交点的强度对 K 值很敏感，特别是对于 $K \ll 1$(非常强的林位错)。但当 $K \gg 1$ 时，会交点强度对 K 的敏感性降低。K 值的剧烈变化可以想象成是发生在本征硬化实验阶段，也就是当晶体的初始第一阶段变形发生后，二次滑移系被激活的时候(见 2.2.6.3 节)。对于方程(2-38)在数值上的偏差，其另一个主要来源可能是位错密度空间分布的不均匀性。位错组织趋向于被束集在一起，形成层状、胞状或亚晶排列，它们的不均匀性随着应变的增加而增加。这种随机林位错假说可能在局部是有效的(在位错壁或胞界面处)，但是这局部位错密度可能显著地大于或小于平均位错密度。可将变形后的晶体看成是一个复合体，根据混合定律且利用式(2-38)可以对复合体的强度进行计算，对每一个复合区域要采用适当的参数(见 2.2.9.3 节)。另一方面，可以用考察一个位错在一个具有不均匀障碍物密度的滑移面上做长程滑移来替代单独考虑复合体中高、低位错密度区的变形。

无论采用何种方法，对平均位错密度所计算的 α 有效值将不同于(2-38)式所给出的值。显然，对于非均匀分布的位错来说，每一个区域都假定具有相同的 α 值，此时利用“混合定律”计算的流变应力将总是低于用平均位错密度所计算的值，后者假设了一个均匀的位错分布(Takeuchi，1970；Mughrabi，1987)。另一方面，对位错滑移通过大量点状或线状障碍物的情况也进行了计算机模拟，它是利用位错密度的空间分布不均匀性来代表由加工硬化产生的不同类型束集位错亚结构，从而模拟了 Schoeck 和 Frydman 的随机林位错强度谱(Hernández 和 Gil Sevillano，1987)。在由随机林位错→胞状排列→亚晶这样一个顺

序中，他们预测 $0.2<\alpha/\eta<0.37$。然而，校正因子 η 随着束集的增加而降低，因此在计算 α/η 序列时，它将趋向于阻碍束集的作用。Schoeck 及其合作者估算的随机林位错 α 值的不一致性，可以归因于他们的近似平均法及计算机模拟过程中 f.c.c. 林位错强度谱线的不精确再现。

· p.40 ·

对于非常大的应变来说(第四阶段，$\rho>10^{15}m^{-2}$)，不再可能用 TEM 显微学方法来直接测量位错密度，这是因为此时位错主要排列在低角度晶界内。可以采用测量单位体积内的位错表面积和平均取向差来获得下线的估算值，即忽略多余的位错密度(Gil Sevilllano 等，1980；Gil Sevillano 和 Aernoudt，1987)，这样就获得了大应变条件下的 Al 或 Cu 的 α 值，$\alpha\approx0.25$，它与(2-38)式在($\rho\approx10^{15}m^{-2}$)时所预测的结果很接近。

小结：在没有明显的变形阶段，在整个 6 个数量级的位错密度范围内，从面心立方金属中得到的大量实验数据在定量和半定量方面均有效地支持了等式(2-38)。对平均值 α 的偏离可以归因于各向异性和位错亚结构的非均匀性、林位错组成的差异以及其它因素对流变应力的影响，特别是基底长程应力的分量[(2-21)式]和相斥穿透位错弱的贡献(林位错硬化的预测经常低估所测量的流变应力)。

由 Basinski(Basinski，1974 和 Basinski，1979)提出的林位错对流变应力贡献的重要性这一问题得到了其它研究结果的强有力的支持。在相吸位错会交点的强化效应基础上，α 值在理论上和实验上的一致性在非面心立方晶体结构中也得到了证实。这一结果也令人信服地解释了本征硬化实验的结果以及所观察到的温度和应变与流变应力相关的几个问题。在后面的几节中将讨论这些问题。

2.2.6.2 其它晶体结构

对非面心立方晶体进行了林位错相吸部分强度的理论分析和数值模拟，得到了相似的结论：即林位错强度是引起位错交互作用流变应力大部分的原因。

Lavrentev(1980)发表了一篇综述文章，对不同晶体结构和不同林位错构成的理论预测和 α 实验值进行了评述。尽管对不同来源的值进行始终如一的比较是困难的[表面密度的使用和取向因子的选择、有效 G 值的选择、林位错或总(体积)表面密度的使用、处理多晶体时取向因子的选择以及对理论 α 值取平均值的方法]，但它仍然清楚地证明了 τ-$\rho^{1/2}$ 关系的普遍性和林位错对流变应力的最重要的贡献。

最近，Michel 和 Champler(1981)针对 Zn 中的基面滑移详细地分析了棱锥形林位错对流变应力的影响，该研究与 Schoeck 和 Fryman(1972)对而心立方金属研究同样基于相同的前提。他们预测的 α 值(用于校正体积密度的 0.71 和 0.84)与实验结果非常吻合，对两种特殊类型的林位错，其值分别为 0.8 和 0.87－1.03。Loginev 和 Predvoditelev(1982)对 NaCl(预测值为 $\alpha=0.74$，相对应的实验值为 $\alpha=0.76$)和 Mg(基面上两种不同类型的棱锥形林位错，1.06－1.34 对应 1.28，0.32－0.35 对应 0.77)的随机林位错的位错滑移进行的数值模拟。如果期望值是后者的话，那么二者的吻合程度又是非常好的。

· p.41 ·

从定量角度来看，预测到体心立方林位错的会交点可能较面心立方林位错中的会交点不稳定。在一个较之 Schoeck 和 Frydman 更简单的假设条件下，Baird 和 Gale(1965)对

体心立方随机林位错计算出的 α 值为 0.18，但是这个值与预测值相比是偏低了。Frydman (1974)在考虑了位错特征和弹性各向异性的前提下，对一个瞬态体心立方金属随机林位错强度进行了详细的分析。与螺型运动位错形成的相吸会交点在林位错所占的比例非常低(5%－10%)，其计算的随机林位错 α 值为 0.28－0.31。由刃型运动位错与林位错的 1/3形成的相吸会交点，其 α 值为 0.39－0.49。据此，中温时体心立方金属所期望的 α 值大约为 0.4，与面心立方金属的预测值相似。体心立方的实验值与面心立方没有差别，例如见 Lavrentev(1980)或 Döner 等(1975)。Döner 等提供了 Fe 多晶和多滑移单晶在室温下的详细测量数据汇编，认为 $G=70.7\text{GPa}$ 时，$\alpha/\eta=0.33$ 与理论预测值吻合得比较好。当应变量很大以后($\rho>10^{11}\text{cm}^{-2}$)，来自于亚晶取向差和尺寸的非多余位错密度估算值导致了较低的 α 值，$\alpha\approx0.20$(Gil Serillano 等，1980，Langford 和 Cohen 的测量结果，1969，1975)，这又一次与预想的影响规律相一致，即随着位错密度的增加，位错线能量中外临界半径降低。

2.2.6.3　本征硬化与相关的观测值

准各向同性位错结构由于多滑移产生的流变应力与随机林位错结构的加工硬化预测值在定量方面存在非常好的一致性，这一点似乎并不令人惊讶，同时它也隐含着任何长程应力组分的不相关性。为了考察林位错交互作用对流变应力的通用相关性，人们进行了严格的试验，该试验是在空间分布非常不均匀的位错结构中，通过比较其不同滑移系的 CRSS 值来完成的。

第一阶段的单滑移主要产生位错聚集，与之相对应的是宏观尺寸上的激活系，如 TEM 观察和腐蚀坑计数所证实的那样(见 2.3.4.5 节)。在第一阶段，相应于二次滑移系的位错密度仅仅约为初始位错密度的 1/10。运动着的初始位错遭遇到的是由较短穿透位错组成的弱林位错，该林位错的密度与晶体中总位错密度相比较低。从第一阶段到第二阶段转变的标志是二次位错密度的快速增加。在第二阶段，初始滑移系内的林位错含有总体积位错密度近 1/2 的表面位错密度，这与随机林位错情况下的多滑移一样，见图 2-11(Basinski 和 Basinski，1979；Essmann，1965，1966；Mecking 和 Bulian，1976)。

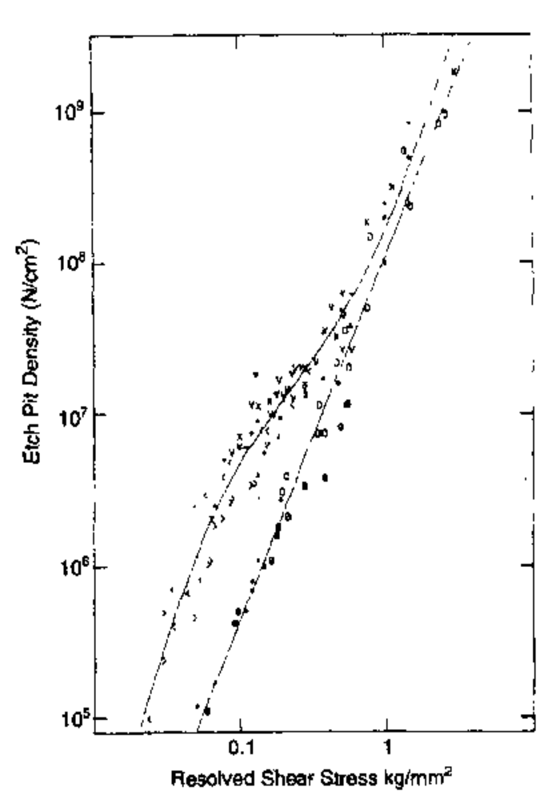


图 2-11　Cu 和 Ag 单晶在室温条件下显微流变应力(CRSS)与林位错密度(用腐蚀坑密度测量)之间的函数关系。直线为初始滑移面上(单滑移晶体)的林位错密度和多滑移数据的最小二乘法拟合曲线。曲线为单滑移晶体中交滑移面上林位错密度最小二乘法(5 次多项式)拟合曲线[摘自 Basinski 和 Basinski(1979)，它是对不同来源的数据汇编而成的]

如上所述并参见图 2-10 和 2-11，在单

滑移(初始滑移系)或在多滑移系中,发现流变应力与激活滑移系中林位错密度的平方根之间存在相同的比例常数,而且该值与切过林位错的理论预测值相同或略低一些。

• p. 42 •

如果重新检验在第一阶段早期已发生应变的晶体,就会发现单滑移出现在与初始滑移系共面的新滑移系中,新的滑移位错与先前初始滑移系的位错一样遇到相同的林位错。然而如果这个新的激活滑移系是非共面的话,那么滑移位错将遇到一个位错密度约 10 倍于它的林位错。如果林位错的密度是流变应力的主要参数的话,那么就像在初始滑移系中所测量的那样,在共面但非激活(本征)滑移系中就应观察到大致相同的 CRSS 值,并且在非共面本征滑移系中就应该有大约 3 倍于 CRSS 的较高值。另外在多滑移晶体中,准均匀的 CRSS 值应该没有激活或本征滑移系之分。所有这些基本上都源于"本征加工硬化"和面心立方晶体的相关实验,Basinski 和 Basinski(1979)对这些内容做了广泛的评述,他们的结论立即就得到了支持(Franciosi 等,1980;Franciosi 和 Zaoui,1982;Franciosi,1985;Franciosi 等,1987;Kocks 等,1991)。到目前为止,所有的实验结果说明本征滑移系的流变应力等于或大于激活滑移系的流变应力。它们的 CRSS 值的比率,即"本征硬化率"(LHR)趋向于接近那些与原激活滑移系共面的本征滑移系,而且显著地大于非共面滑移系,在第一阶段预应变很小的情况下,该值在 2—4 之间。在第一阶段向第二阶段转变过程中(图 2-13),随着二次滑移系上位错密度相对增加以及预应变的增加,LHR 值急剧降低(图 2-12)。从图 2-12 中也可以清楚地看出,仅用林位错密度并不能完全表示出流变应力的特征。Basinski 和 Franciosi 以及其他作者(Miyamoto 等,1977)指出,林位错密度的影响依赖于新激活滑移系的位错与穿透位错之间的反应类型,这在定性方面与上一节叙述的位错对交互作用强度的理论预测相一致。例如,在图 2-12 中,对于非共面滑移系穿越原激活滑移面这种情况来说,流变应力可分成两类:一类是与初始位错形成强相吸会交点的滑移系(即 Lomer-Cottrell 锁)——上面的曲线,另一类是形成相吸的但较弱会交点的滑移系(Hirth 锁)。考虑了林位错滑移系中强化作用的差异,Franciosi 等人利用式(2-35)的通解对他们的实验结果进行了更详细的分析,

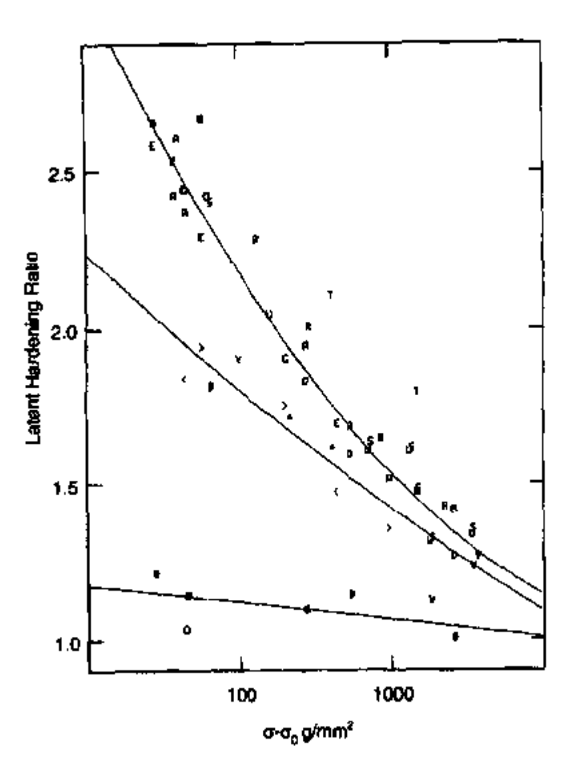


图 2-12　本征硬化率(LHR)与单滑移中初始硬化($\tau-\tau_0$)的函数关系。这里 τ_0 是未应变晶体的 CRSS,τ 是初始滑移系中预应变后的最终 CRSS(在图中以 σ 和 σ_0 标出)。此图为 Cu 和 Cu-Al 晶体在室温 77K 的数据。最下面的一条线是对应共面本征滑移系的数据拟合曲线。最上面的一条线是对应交互本征滑移系的数据拟合曲线[摘自 Basinski 和 Basinski(1979),它是对不同来源的数据汇编而成的]

$$(\tau_c)_g = Gb\left(\sum a_{ij}\rho_j\right)^{1/2} \quad (2\text{-}40)$$

这里的求和已扩展至材料的所有位错滑移系。四个不同的交互作用矩阵 a_{ij}项已足以用来很好地描述面心立方的行为。在 12{111}<110>面心立方滑移系中，它们代表主要的交互作用类型，按值增加的顺序为：diagonal 交叉项或自硬化项，交互作用项（包括无会交点、glissile 会交及 sessile 会交）。在交互作用项的绝对值方面，观察到了材料 SFE 的影响规律。随着 SFE 的降低，相吸会交点的强度增加。Sastry 等(1974)已对此作用进行了讨论。

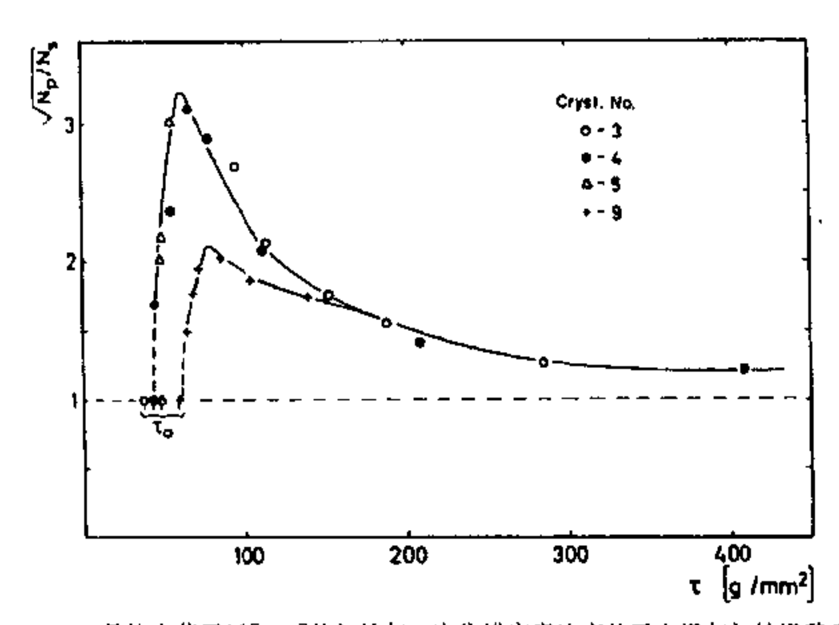


图 2-13 Cu 晶体中若干近[011]的初始与二次位错密度比率的平方根与初始滑移系流变应力的函数关系。第一阶段大约终止于 $\tau \approx 100\text{gmm}^{-2}$处[摘自 Mecking 和 Bulian(1976)]

在面心立方晶体中呈现出的 LHRs 与初始滑移流变应力关系曲线的形状(即紧随一个具有最大值的突变后是一个较长的下降区)是滑移控制的塑性变形行为的一个共同特征。这些结果对体心立方和离子晶体也都适用(Nakada 和 Keh，1966，1969；Franciosi，1983)。对于体心立方晶体来说，Franciosi(1983)针对运动位错和林位错相互作用的方式对 LHRs 进行了分析。位错的交互作用再一次以流变应力的主要贡献者身分出现。在密排六方金属中，采用类似于 Saada，Schoeck 等人建立和发展的方法，对 Mg 和 Zn 中基面/棱锥面不同组合状况下的交互作用系数进行了计算，并成功地与实验值进行了比较，正如 Lavrentev(1980)所评述的那样。

• p. 43 •

为了完成这一部分内容，注意到 LHRs 与流变应力模型很难符合这一点是非常重要的。流变应力模型取决于长程应力的强有力的贡献，特别是与共面位错相关的长程反应力的强有力的贡献(Seeger 学派)。正如经常所观察到的那样(Hirsch，1975；Basinski 和 Basinski，1979)，Stroh(1953)指出在初始滑移系的长程应力这唯一的基础上，共面滑移系的 LHR 将是 0.5 而不是≥1，这与所观察到的结果相一致。

2.2.6.4 通过位错亚结构的热激活滑移

• p. 44 •

在 2.2.2 节中简单地对滑移动力学进行了描述，并强调了将此作为工具来分析位错

滑移塑性变形机制的重要性。

在温度和应变速率微小变化的条件下(对给定的组织结构,s);通过研究流变应力的可逆转变来分析流变应力对温度和应变速率的敏感性。变化后的流变应力水平的定义可能是一些争论的焦点(见 Basinski 和 Basinski,1979),因为对原始组织状态的反推程度是必要的(只有在一个有限的应变后才能发现变化,也就是在一些不可避免的组织发生变化后)。然而,自从 Cottrell 和 Stokes(1955)进行的早期研究以来,人们通常接受了这样的概念,即在低应力的情况下(第一阶段和第二阶段),并且如果忽略第一阶段开始瞬间的一个短暂转变,那么可逆变化,$[\Delta\tau_c/\Delta T]_{\dot{\Gamma},s}$或$[\Delta\tau_c/\Delta\ln\dot{\Gamma}]_{T,s}$是与当前的流变应力水平 $\tau_c(s,T,\dot{\Gamma})$成比例的,这就是所谓的"Cottrell-Stokes 定律"。

低应力下偏离 C-S 定律,可以令人信服地归因于可溶杂质(Basinski 和 Basinski,1979),但是在大应力下(第三阶段及其随后的过程)观察到了偏离量的系统增加,在 $\Delta\tau_c$-τ_c曲线上以向上弯曲的形式表现出来("Haasen 曲线",Haasen,1958),见图 2-14。在非常大的应变条件下(第四阶段),该偏离量更为显著,见图 2-15(Korbel 等,1979;Korbel 和 Szczerba,1982;Christodoulou 等,1982;Alberdi,1984;Hughes,1986;Rollet,1988),随着应变(应力)和温度的增加,速率敏感性也增加。当应力非常低时,固溶硬化增加了速率敏感性,如上面指出的那样,但是当位错-位错交互作用占主导地位时,在大应变条件下,速率敏感性降低(Kocks,1979;Mulford,1979)。后者的影响在图 2-15 中得到了证明。

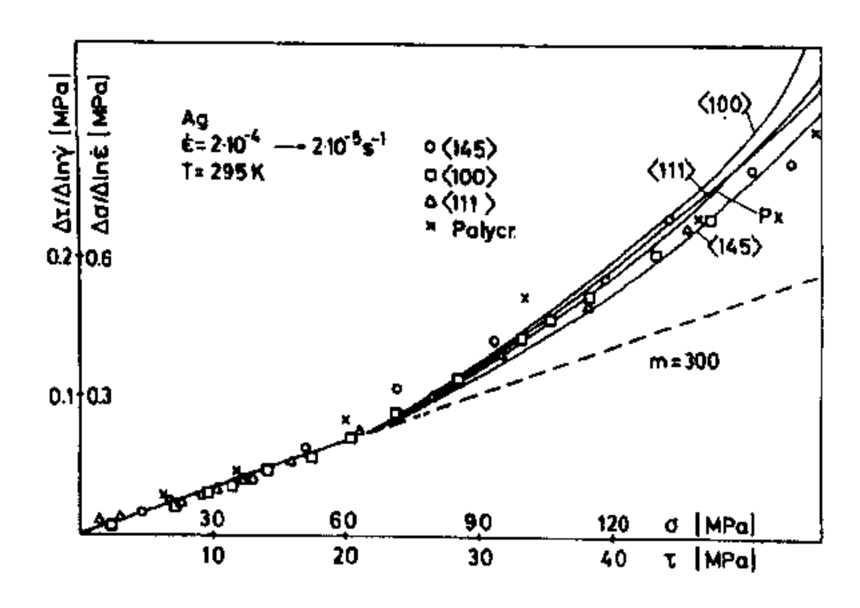


图 2-14 流变应力的速率敏感性与流变应力的关系曲线。对 Ag 单晶和多晶来说,二者都是预应变的函数。摘自 Mecking 和 Kocks(1981)。在滑移控制的塑性变形区内,速率敏感性参数 $m=[\partial\ln\dot{\Gamma}/\partial\tau_c]_{T,S}$在 50—500 范围内

对可逆的流变应力转变与 $\Delta\tau_c$-τ_c成比例的问题,Cottrell 和 Stokes 提出了两种可能的解释。第一种是在整个 C-S 定律起作用的应力范围内,位错结构是严格相似的,只有尺度发生变化,各种障碍物的分布和比例均保持不变。第二种是假设相同的障碍物既决定着长程交互作用(准无热障碍物)也决定着短程交互作用(可以通过热激活来克服的障碍物)。

至少在一个特定的变形阶段内(Nabarro等,1964),许多加工硬化模型都对相似性提出了假设,并给出了“原则上”的分类(Kuhlmann-Wilsdorf, 1968; Hansen 和 Kuhlmann－Wilsdorf,1986)。尽管没有被观察到位错亚结构的严格相似性,但是已经证明,在一个很大的应变或位错密度范围内,一些特征结构尺寸(如:胞尺寸和位错间距)间的比率保持恒定,这一点令人吃惊。

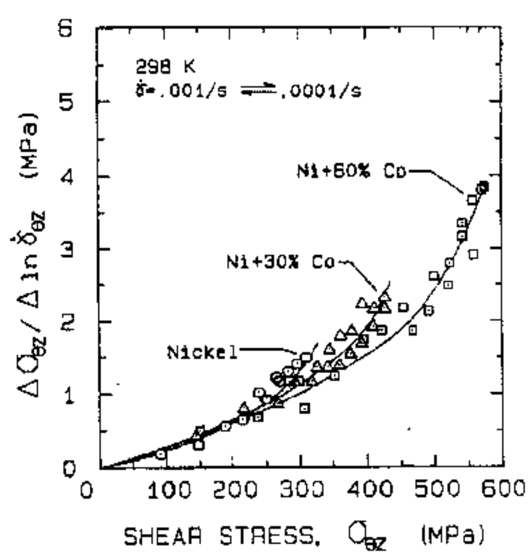


图 2-15 298K 时 Ni-Co 合金扭转剪切应力(宏观)速率敏感性与应力的 Haasen 曲线[摘自 Hughes(1986)]

正如即将进一步讨论的那样(2.3.3节),很明显,在第三阶段不再满足相似性,此阶段对 C-S 定律的偏离变得越来越明显。然而,没有必要引用相似性来评判 C-S 行为。对于在第一阶段和第二阶段内非常不均匀的单滑移位错组织来说,Basinski 和 Basinski (1979)收集到的有力证据表明 C-S 比率$(1+\Delta\tau_c/\tau_c)$与应变(结构)或者晶体取向(初始或本征硬化滑移系内的流变应力)无关。这里不能用滑移位错所“看”到的结构相似性来解释所观察到的 C-S 行为。这有力地表明,运动位错与林位错的交互作用既决定着流变应力水平也决定着它的可逆转变,即 Cottrell 和 Stokes 所提出的第二种解释。

·p.46·

正如上面所描述的那样,可动位错与穿透位错相遇时感受到相吸的交互作用(该作用可以代表非常硬和长的障碍物)和弱的相斥交互作用。Guyot(1966)研究了将可动位错从会交处释放的热激活问题,该会交处是可动位错与林位错进行相吸的相互作用而形成的。如定量预测的那样,在滑移控制区内[$T<0.3T_M$,$\dot{\Gamma}<10^2 s^{-1}$,τ_c由(2-28)式大致给出],激活能非常高,因此除林位错中最弱的位错以外(根据 Guyot 的简化计算,少于 2%),可将林位错的相吸部分看作是绝热的。与此相反,相斥位错对流变应力的热激活贡献从本质上解释了低位错密度水平下(部分位错、割阶和扭折的聚集)Cottrell-Stokes 定律的作用。

在应力或位错密度很大时,C-S 行为的系统偏离可以看作是否定林位错在流变应力中占主导作用的依据,或者是在位错滑移通过加工硬化亚结构过程中,一个新的热激活机制不断加强干涉的结果。然而 Basinski(1974)主张,随着变形增加而偏离 Cottrell-Stoles 定律实际上是林位错交互作用机制所要求的条件。流变应力[见适用于面心立方金属的(2-38)和(2-37)式]受到位错线能量中对数项的影响,正如比例等式(2-39)所证明的那样。由上述讨论可见,它主要受最强的穿透位错所控制,这些穿透位错形成了强的会交点(约占随机林位错的 20%),从面使位错线严重地向外弯曲。另一方面,对流变应力贡献只占很小比例的剩余穿透位错(～80%)则代表弱障碍物,它仅仅产生轻微的位错凸起。穿透位错的(分别的)贡献将受到具有较大外临界半径对数项[式(2-34)]的影响,而且它们的强度(主要与位错核作用有关)与林位错间距无关,这与交会处强度相反。因此,对于一个可逆的流变应力转变来说,可写出下面的参数形式:

$$\Delta\tau_c \simeq c_1\rho^{1/2} \tag{2-41a}$$

$$\tau_c \simeq c_2\rho^{1/2}\ln[1/(B_2b\rho^{1/2})] \tag{2-41b}$$

据此，Cottrell-Stokes 比率将随着位错密度的增加而缓慢增加，这与观察到的结果相一致。图 2-16 重新绘制了 Basinski(1974)给出的例子，很明显这与式(2-41)相一致。

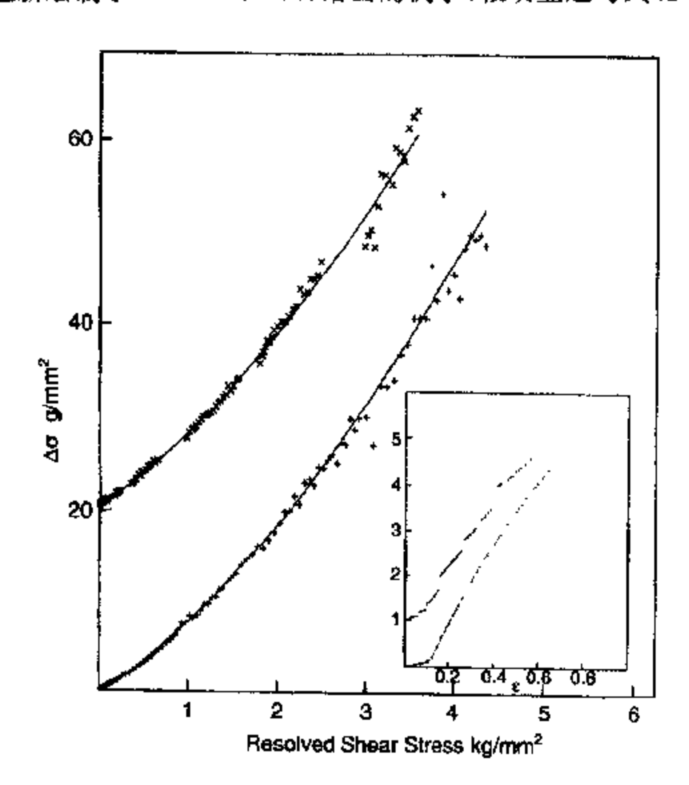


图 2-16 室温条件下 99.999%Cu 单晶的流变应力关系曲线应变速率在 2×10^{-4}至 $2\times10^{-5}s^{-1}$之间变化及应变速率为 $2\times10^{-4}s^{-1}$。拉伸试验过程中应变速率发生变化。下面的曲线代表连续试验；上面的曲线(偏装 $20g\cdot mm^{-2}$)代表间断的扭转。插图：应力-应变曲线(对扭转晶体偏装 $1kg\cdot mm^{-2}$)。连续曲线：根据(2-41)式计算而成[摘自 Basinski(1974)]

然而应该注意到，Basinski 的观点并没有得到一致的赞同。例如 Mecking 和 Kocks (1981)对他的方法就给予了评论。他们并没有否认式(2-41)在拟合所观察到的偏离 C-S 行为方面的能力，而是对式(2-41a)的有效性提出了质疑，认为该方程似乎应该包含有一个对数因子，在形式上应与式(2-41b)的对数因子相似。这是因为当位错穿越弱的和强的穿透位错时应考虑位错的线张力。他们认为所观察到的偏离应该归因于另一个物理起源，并且注意到了偏离 Cottrell-Stokes 特性与偏离无热加工硬化特性之间的关系。Saimoto 等人(Saimoto 和 Sang，1983；Saimoto 和 Duesbery，1984)对应变速率敏感性以及应变速率与温度的依赖关系进行了精确的测量，他们认为所观察到的对 C-S 定律的偏离现象是点缺陷、点缺陷簇团和小位错环的塑性积累造成的(即碎片积累)，该积累起着弱障碍物的作用(Fleischer，1962；Kroupa 和 Hirsch，1964；Foreman，1968)，其结果是与这种偏离与林位错的单极位错交互作用相比，对速率更敏感。偏离的起源是动力回复过程(刃型偶极子的湮

没)造成的。Basinski 等(1977)间接地证明了在第二阶段以后,存在一个不断增加的弱缺陷密度附加于林位错的交互作用之中。

• p. 47 •

最好的方法是将 Basinski 的见解与 Mecking 和 Kock 的立场或 Saimoto 的见解相结合,折衷的见解可能是最接近真实的。在林位错中,一定比例的弱相斥穿透位错不可否认地存在可能是造成甚至在第二阶段中就很容易发现的偏离 C-S 定律的原因。从第三阶段开始,偏离通过动力回复碎片的积累得到增强。

2.2.7 固溶硬化以及沉淀相或弥散相的强化效应

在本卷的第 5 章中,Neuhaclser 和 Schwink 将讨论固溶体中外来原于的强化效应以及它们对加工硬化的影响。与此相似,Reppich 将在第七章中详细地评述流变应力及含有细小沉淀相或弥散第二相晶体的加工硬化。

2.2.8 广义障碍物,两相材料及晶粒尺寸效应

经常重叠在一起的各种各样的因素,与析出粒于一起对位错滑移造成了阻力(见第七章索引)。除了形成新界面所做的贡献以外,其它所有因素所提供的抗力都与其颗粒尺寸成比例。因此,尽管分布于晶体中的外部粒子被分成软的或硬的两类,但它们是否起到强或弱障碍物的作用要取决于其自身尺寸。大于临界尺寸的障碍物将不能被单独的滑移位错所切过,位错将试图围绕它们。

• p. 48 •

对于任何具有有限尺寸、但不能切过的障碍物且镶嵌在其滑移面上的晶体来说,它都相当于一个复合材料体。严格来讲,所描述的情况属于两相材料,但它也可应用于普遍存在于单相晶体中的两种情况。第一种情况是弱的或中等强度的点状障碍物不均匀地分布在晶体中,滑移面(或体积)可以划分成软的、可切过的区域和硬的、不可切过的区域(或体积)。这就是变形晶体的初始状态,此时随着应变和温度的增加,堆垛位错形成不均匀性增加的簇团状排列,第二种情况更特殊一些,即在多晶体中存在晶粒,晶粒边界为对位错滑移限定了一个封闭的区域,在临界的均匀宏观外应力作用下,与剪切分应力相关的取向不可能在每个晶粒内立即满足均匀应变的条件。

普遍来看,所有这些情况下都优先选择屈服变形。在微应变阶段早期,屈服分别发生在基体、晶体的软区或较软的晶粒内部,从而使应变梯度得到发展,该应变梯度具有与结构不均匀性相关的特征波长(Ashby,1970,1971)。由于应变梯度的缘故,长程应力也得到进一步发展。它们之间的相互协调是理解“复合材料”发生进一步塑性变形的关键。在韧性的双相复合材料中,通过硬相的塑性流变和/或者软相的额外(多余的)塑性流变(产生“几何上所必需的位错”排列)来释放长程应力。在两种塑性流变同时存在时,长程应力的释放依赖于位错进行交滑移的能力,即依赖于层错能,更一般地说,依赖于晶体的位错核心性质(平面滑移趋势的程度)。当然它也依赖于晶体材料中硬相与软相(或区域)之间的流变应力比例。

2.2.8.1 具有强烈平面滑移趋势的非均匀材料中的塑性变形转换

在难以进行交滑移的塑性非均匀材料中,位错源的反复激活促使在软相中形成位错

塞积并在硬相前沿停止，从而需要较高的应力水平使之产生屈服。如果晶体中的硬相是不连续的，那么该硬相周围将被 Orowan 位错环塞积所环绕。

当塞积前端达到某临界应力 τ_c^* 时，位错的塞积将不断地进行，直至在硬相中产生塑性变形（或者甚至于断裂）为止。如果此时塞积是由 n 个位错聚积形成的，对于一个平面障碍物（直位错）来说，

$$\tau_c^* = n(\tau_c)_S \tag{2-42}$$

• p. 49 •

这里 $(\tau_c)_S$ 为软相的流变应力，该应力对于克服来自于塞积的反应力是必需的（忽略任何其它可能的强化贡献）。塞积尺寸等于在软相滑移面上所测量的相间距离 L（当位错源不在界面上时，塞积尺寸为相间距 L 的一半）。那么在应力 $(\tau_c)_S$ 下，处于平衡状态下的位错数目为

$$n \simeq \pi L(\tau_c)_S/(Gb) \tag{2-43}$$

将上述二式合并得

$$(\tau_c)_S \simeq [Gb\tau_c^*/(\pi L)]^{1/2} \propto L^{-1/2} \tag{2-44}$$

从式(2-42)中可以清楚地看出，形成包含有大量位错的塞积需要强障碍物。这在低 SFE 金属基复合材料中，或者在轻微变形的弥散强化材料中可以观察到，其中后者是以在硬颗粒周围塞积 Orowan 位错环的形式存在。在后一种情况下（稀少的、孤立的小颗粒），对于一个半径为 r 的颗粒周围围绕着 n 个同心排列的位错环来说，其界面处的应力为（Hazzledine 和 Hirsch，1974）

$$\tau_c^* = Gbn^{3/2}/(2r) \tag{2-45}$$

颗粒界面处的高应力集中很快产生了穿过界面的棱柱形位错，或者在基体中产生附加的塑性变形来松弛局部应力；在纤维或层片原位复合材料中不可能产生大颗粒或拉长颗粒的聚积，这是因为在这种材料中会立即产生来自硬相的塑性变形或断裂的应力松弛。

2.2.8.2 无塞积形成的非均匀晶体协调塑性变形

当螺型位错轻易地从原始滑移面逃脱时，不可能形成长的、不可松弛的位错塞积。然而，软相中的优先变形导致位错在硬相边界处滞留。这些位错将调节塑性错配并产生局部内应力。在超过某应变水平以后，将在基体中产生一些附加变形，它改变了几何上的必要排列方式——以及硬相的塑性变形（甚至键断或断裂）。随着变形过程的进行，必要的界面位错排列方式被自动地保持下来，从而确保了两相的协调变形。界面为基体提供了一个可选择的部分位错池，该位错传递塑性变形但将建立临界应力水平所需要的位错保留下来。在外应力的帮助下，该临界应力将维持硬相的塑性变形。如果忽略加载瞬间对内应力状态的影响，流变应力可以由混合定律给出（在两相弹塑性等应变假设的上限基础上），

$$\tau_c = f_s(\tau_c)_s + f_h(\tau_c)_h \tag{2-46}$$

这里，下标代表软相和硬相的体积分数。在软相中，几何上需要的位错密度能够用来表征对流变应力的重要贡献。如果塑性错配 $\delta\Gamma$（剪切分应变的一项）被储存于软相中的几何上所必需的位错所吸收，那么它们代表平均密度（Ashby，1970，1971），

$$\delta\rho_g = gt\delta\Gamma/(bL^2) \tag{2-47}$$

式中，t 为硬相的尺寸，L 为软相中的相间距，即障碍的平均间距，$t/L \approx f_h$（二维近似），g

是一个几何因子。考虑到流变应力与位错密度的普遍规律，式(2-35)就应包括 g_1 几何因子和相对错配，并排除掉任何其它可能的硬化贡献，从而得到(2-48)式，

$$(\tau_c)_S = \alpha Gb\sqrt{g_1 f_h \Gamma/(bL)} \propto L^{-1/2} \tag{2-48}$$

• p. 50 •

这里 g_1 与应变有关，实质上(2-48)式是一种加工硬化的贡献。在一般水平一定的情况下，它在形式上与(2-44)式相似。ρ_g 的这种强化效应必须要叠加在硬颗粒间弯曲强化效应上，近似地与 L^{-1} 成正比[例如，用于有限颗粒尺寸的并经适当修正的(2-30)式]。

2.2.8.3 解决不均匀位错分布的晶体流变应力的复合方法

在早期研究的基础上(例如，Hicsch 的混合塞积/林位错模型，1964，1975，特别是 Takeuchi 的模型，1970)，Mughrabi(Mughrabi，1983，1986，1987，1988；Mughuabi 等，1986，Ungar 等，1984，1991)和 Pedersen 小组(Pedersen 等，1981；Pederson，1987，1990)在最近10年间直接考虑了普遍存在的位错空间分布不均匀性的基础上，利用复合机制，对加工硬化晶体的流变应力进行了清楚、严密的分析。

第二阶段的位错团或位错束以及第三阶段或第四阶段的位错胞壁是由硬的但可以变形的高位错密度的夹杂所构成的，该夹杂镶嵌在低位错密度的软基体中。如上面所描述的那样，局部流变应力可以归因于晶体的每一个区域，即可以将晶体作为复合材料来处理，在宏观流变应力下，滑移优先发生在软区内。通过停留在"界面"处的滑移位错的协调，在硬区和软区之间形成了塑性错配区。内应力场迅速形成，并帮助硬区进行塑性变形同时阻碍软基体内的位错进行滑移。由平衡条件得

$$f_s(\tau_s)_i + f_h(\tau_h)_i = 0 \tag{2-49}$$

式中，f 和 τ_i 分别代表每一个区域内的面积或体积分数以及内应力水平。在塑性等应变简化中(也就是忽略弹性协调)，宏观流变应力由下式给出，

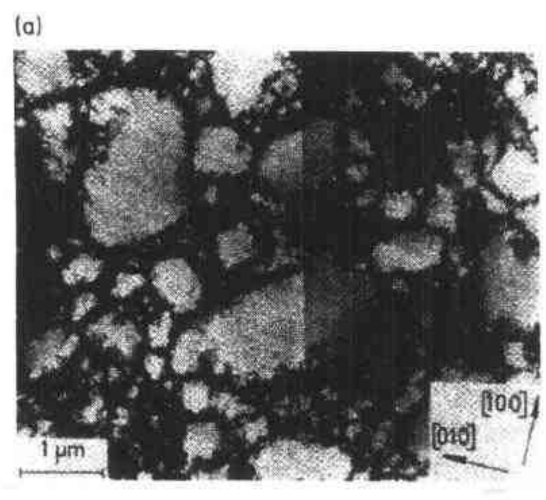
$$\tau_c = f_s[(\tau_c)_s + (\tau_s)_i] + f_h[(\tau_c)_h + (\tau_h)_i] \tag{2-50}$$

式中，τ_c 为没有内应力存在时的虚拟局部流变应力。考虑了式(2-49)，式(2-50)就简化成混合规则，即式(2-46)。在不均匀位错结构中必然存在内应力(确实已被观察到)，但是复合晶体的流变应力只受虚拟局部流变应力的控制(即与所有的评述证据相一致，即受局部林位错的强度加上一个可能的叠加的摩擦效应所控制)。与起源无关的内应力(由于界面上的位错塞积或位错排列模糊不清)对具有加工硬化位错结构的晶体流变应力没有净影响。这是从晶体塑性的"复合"模型中得到的一个非常有趣的结论，它澄清了过去许多流变应力的长程应力场和林位错模型之间的争论。

• p. 51 •

准复合行为以及极化内应力区的推论隐含在 Kocks 的流变应力"位错穿透模型"中(Kocks，1966，1985；Kocks 等，1980；Hasegawa 等，1982)并得到了相对的发展(Torrealdea 和 Gil Sevillanu，1983；Martin Meizoso 等，1984；Hernandez Olivares 和 Gil Sevillano，1987；Gil Sevillano 和 Aernoudt，1987)。Jackson(Jackson 和 Siedersleben，1984；Jackson，1985a)参考了晶体学和滑移能动性结论，提出了建立在硬区基础上的内应力详细分析方法。利用"位错穿透模型(DPM)"方法对软基体区内的流变应力进行了精确计算，并用穿透边界定

义了已滑移区。在滑移位错没有光顾的区域里，该方法还没有将注意力放到该区域内虚拟局部流变应力上。然而事实上，直到目前为止，尽管已认识到在聚集的界面位错产生的内应力作用下，硬区发生了塑性屈服，但基体的流变应力仍取整个晶体的平均流变应力。因此，DPM 对流变应力低估了一个量值 $f_h(\tau_h-\tau_s)$，不应该经常将这个值忽略掉。另一方面，对于位错滑移通过不均匀分布的位错结构时的详细过程，Mughuabi 或 Pedersen 的复合模型并没有过多地加以考虑。



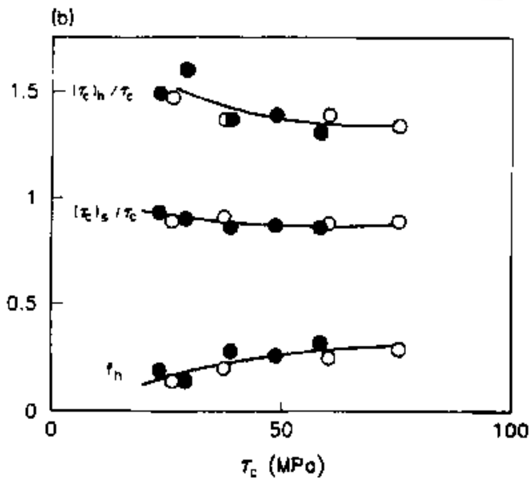


图 2-17 (a)Cu 晶体沿[001]拉伸至 $\tau_c=75.6$MPa 时位错胞结构的 TEM 形貌。摘自 Mughrabi 等(1986)；(b)归一化的局部流变应力$(\tau_c)_h/\tau_c$和$(\tau_c)_s/\tau_c$与所测量的宏观流变应力的函数关系[常量$(\tau_c)_0$值，即固溶强化贡献已经从 Cu-Mn 值中扣除]。$(\tau_c)_h/\tau_c$和$(\tau_c)_s/\tau_c$分别代表拉伸变形的[001]Cu 单晶(圆圈)和 Cu-Mn 单晶(实圆)中的硬区(胞壁)和软区(胞内)的归一化局部流变应力。图中也标明了硬区的体积分数[由 Hilscher 和 Wilkens(1989)和 Ungár 等(1991)的数据绘制而成]

人们对不均匀位错结构的流变应力进行了各种解释，利用不同的实验技术，使这些解释的有效性得到了直接或间接的实验观察和测量结果的支持：滑移线行为的表面观察结果、TEM 观察结果以及 TEM 原位实验、利用 X 射线衍射分析技术评估了长程内应力、层错能测定、变形晶体回复过程中的 Bauschinger 效应或尺寸变化(见上一段落的参考文献)。最有意义的是 Mughrabi 研究小组的研究结果，即将 TEM 分析与通过 X 射线线衍射峰变化测量长程应力结合在一起，在拉伸变形的[001]Cu 单晶中(多滑移)，形成了略微有些取向的胞状组织。{001}布拉格反射线的变化是非对称的，它能够被分解成两个相对移位的对称的子图。它们与长程内应力作用下的材料体积相对应，该内应力帮助或抵消所施加的拉伸应力。可以利用这个图来评估两个区域的应力和体积分数的数量级。利用 X 射线测得的体积分数，与利用 TEM 方法测得的结果非常吻合。同时，利用复合假设概念，通过测定两个区域的内应力(X 射线法)而得到的局部流变应力评估值与基于局部位错密度概念(TEM 法)得到的评估值吻合得也非常好。图 2-17 给出了这部分结果的一个例子。

2.2.8.4 多晶体流变应力中的晶粒尺寸效应

多晶体由具有不同的弹塑性行为的区域(晶粒)和包围晶粒的二维晶体学缺陷(晶粒边界)所组成。由于显微塑性区的存在，不均匀性产生了弹塑性的不匹配，这与

内应力扰动的方式有关。在波长等于晶粒尺寸 D 这样一个应力场中在显微塑性瞬态变形以后，该塑性变形标志着从单滑移向多滑移的转化——在多晶体中随处可见以多滑移为主的位错组态（见本卷第3章中的详细描述）。尽管多滑移本身并没有使多晶晶粒变硬（在改变 τ_c 的本质意义上），但通过对第一阶段的限制（要求单滑移），相对于晶粒的无约束行为而言，多滑移自动增加了多晶体的加工硬化率。进一步来说，与其它的复合体一样，允许的塑性不匹配被一些位错聚集所抵消，包括几何上所必需的位错，这些位错聚集同时也是形成必需的内应力状态的原因。

· p. 52 ·

与经受相同塑性应变张量的有相似取向的单晶体中无位错的情况相反，多晶体晶粒中这种位错的存在意味着一种真实的多晶强化效应的存在（Ashby，1970，1971；Mecking，1980，1981）。这种效应确实观察到了，而且这种效应与晶粒尺寸有关，即存在着著名的 Hall-Petch 关系，

$$\tau_c = (\tau_c)_0 + K_{HP} D^{-1/2} \tag{2-51}$$

这里的 $(\tau_c)_0$ 是任何与晶粒尺寸无关的因素对流变应力所做的贡献的集合，K_{HP} 是与应变相关的经验因子。对一般的不均匀材料来说，从形式上来看，它与方程（2-44）或（2-48）相似。

在过去的20年中，人们广泛研究了晶粒尺寸对多晶体屈服强度或流变应力的影响（Armstrong，1970a，1970b，1983；Embury，1971；Hansen，1983，1985；Hirth，1972；Kocks，1970；Li 和 Chou，1970；Thompson，1977）。方程（2-51）是相当通用的，但是 Hall-Petch 曲线的斜率却显示出较宽的变化范围。对于位错产生或释放都很困难的材料的屈服应力来说（即材料呈现出一个屈服峰），与曲线斜率所对应着的随后的流变应力相比，K_{HP} 的值更高。另一方面，不受溶质钉扎影响的材料的 K_{HP} 常数很小，它随着滑移平面化趋势的增加而增加（图 2-18）。

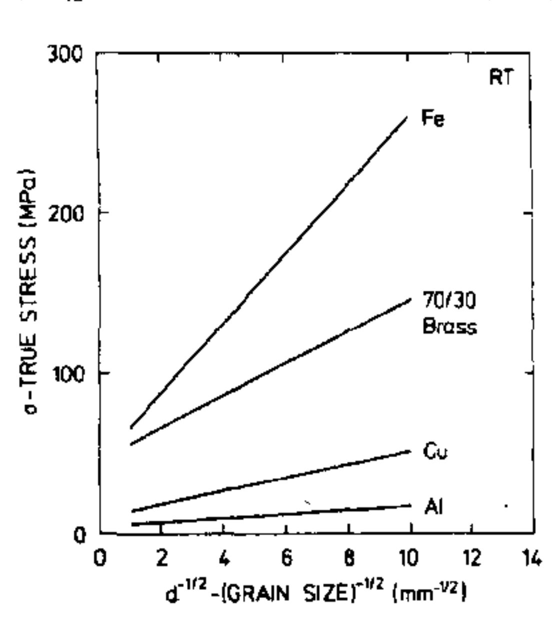


图 2-18　在室温条件下，Al，Cu，70-30黄铜和 Fe 的屈服应力与晶粒尺寸的关系曲线[摘自 Hansen (1985)]

对 Hall-Petch 关系（Hall，1951；Petch，1953；Cottrell，1958）的早期解释是建立在滑移传送基础上的，即借助聚集在晶粒边界的位错塞积所造成的应力集中，滑移从一个晶粒滑向其相邻的晶粒。考虑到所假设的晶粒几何形状、位错塞积源的位置以及其它位错塞积的存在等等情况，得出了（2-44）式或其诸多变形中的一种，即

$$K_{HP}/(G\sqrt{b}) \simeq [g_2(\tau_c^*/G)/\pi]^{1/2} \tag{2-52}$$

· p. 53 ·

式中，g_2 为单位数量级的数字化因子。(τ_c^*/G) 的上限由位错均匀形核的无热限制给出，如（2-8）式中的理论剪切强度，将它代入（2-52）式，得到 Hall-Petch 斜率的归一化值为 0.18、

它与所测得的材料屈服应力最大值对应的很好，这些材料的位错被硬溶质所钉扎而阻碍其运动(见 Dingley 和 McLean，1967；Wilson，1967，1968；以及 Embury 在 1971 年关于这方面和其它相关问题的详细讨论)。

旨在解释 Hall-Petch 关系的有关位错塞积应力的大量计算是可行的(Li 和 Chou 在 1970 年提供了极好的评述)。然而人们很早就认识到，这些计算的应用范围是很有限的，它对合金的要求非常苛刻，如合金中的位错必须被溶质牢固地锁住。对低 SFE 合金或长程有序合金也是如此。对于没有直接观测到所要求尺寸的塞积的纯金属或合金来说，在它们的屈服应力或流变应力与晶粒尺寸之间仍然可以显示出 Hall-Petch 关系。这种考虑促进了无塞积理论的发展(Li，1963；Li 和 Chou，1970；Hirth，1972)。

Hall-Petch 晶界强化的无塞积理论依赖于在变形的多晶体中存在增强的位错聚集，这种聚集的形成是由于存在晶界，并相对于单晶而言，增强的程度取决于晶界发射位错(Li 的位错源理论)或捕集滑移位错("加工硬化"理论)的能力。

Li 的位错源理论是建立在对实验现象进行大量观察基础之上的。这些现象是：晶界附近的位错滑移能力增强和界面(晶界位错)有关的应力集中似乎容易发射位错。在屈服处，Li 假设单位晶界面积(如果以晶界位错的密度作为晶界特征的话，就是每个源)发射一个固定的位错长度，并且它的永久捕获陷阱在晶内，在(2-35)式的基础上，便可得出 Hall-Petch 关系。

"加工硬化"模型是建立在晶界处或晶界附近的滑移位错捕集基础上，它限制了位错的平均自由程。相对于单晶体来说，位错的额外堆积将导致多晶体屈服应力或流变应力的增加。当塑性变形达到一定程度 Γ 以后，晶界已从晶粒内部接受了大约 $\Gamma D/b$ 的滑移位错。这些位错的平均自由程将受到晶界的干扰，除了一定分数的位错从边界处透过以外，其它的位错都被保留在晶粒内。这样多余的位错密度就被储存在多晶体的晶粒内，

$$\rho_D = g_3\Gamma/(bD) \tag{2-53}$$

· p. 54 ·

式中，g_3 为数字化因子，包括几何因素、由于透过晶界而造成的位错长度损失以及由于位错发射造成的可能增量，它来自进入位错的应力场所激发的晶界位错源(即"加工硬化"模型中包括了"位错源"模型)。基于通用的关系式(2-35)，并忽略低应变水平下晶粒内的加工硬化所造成的位错聚集，则

$$K_{HP}/(G\sqrt{b}) = \alpha\sqrt{g_3\Gamma} \tag{2-54}$$

对于名义屈服应变数量级的塑性变形来说，$\Gamma_y = M\varepsilon_y \approx 0.006$，如果假设可以忽略透过或额外位错滑移彼此补偿或平衡的话，那么当 $g_3 \approx 3\pi/2$(球形晶粒)时，(2-54)式所预测的归一化屈服斜率为 $K_{HP}/(G\sqrt{b}) \approx 0.06$，这与实验室结果吻合得很好。

对于多晶体的协调变形来说，在 Ashby 的意义上，聚集在晶界处的额外位错密度提供了几何上所必需的位错排列。然而，如 Meching(1981)所强调的那样，这种排列的绝大部分密度有可能是过量的。

近几年来，"加工硬化"模型已得到了很大发展。对于各种面心立方，体心立方和密排六方材料来说，尽管存在一些结果不一致的报道(例如 Al-Haidary 等，1983)，但仍表明，在应变一定的条件下，随着晶粒尺寸的减小，平均位错密度增加；同时，流变应力仅仅受到

平均位错密度的控制，如图 2-19。由式(2-53)和(2-54)所预测的 ρ-D 线性关系或 K_{HP}与应变的抛物线关系，在低应变或低温下经常观察它仅仅作为渐进极限。至少定性地讲，由于动力回复活性的增加，当相邻晶粒的相互取向关系以及它们的形状发生变化时，g_3 因子随着应变而发生变化。实际上在屈服变形以后，不能忽略晶粒体积元的虚拟加工硬化的叠加(好象不存在晶粒边界)以及由于晶粒边界障碍物的存在而产生的额外加工硬化处理。由于晶界的存在而引入的额外贮存位错密度集中在其相邻晶粒内的假设是合理的，这样就必须将多晶体作为复合材料来处理。设 λ 为晶界附近富位错区的厚度，ρ_{wh}为无晶界时由加工硬化所产生的位错密度，则在"混合规则"的简化近似如下，

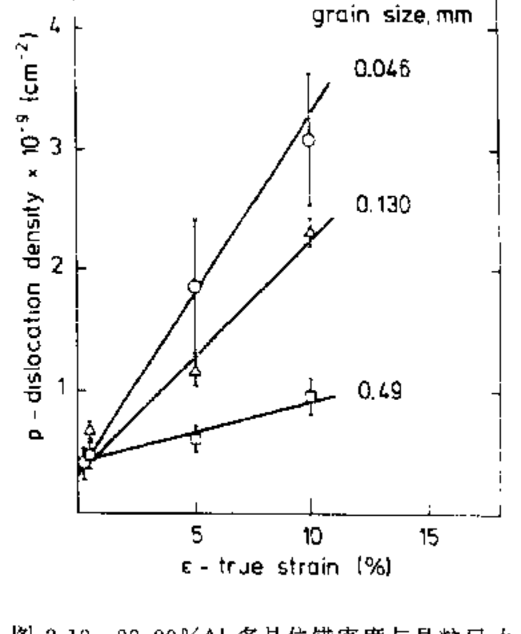


图 2-19 99.99%Al 多晶位错密度与晶粒尺寸、拉伸应变的关系曲线[摘自 Hansen(1977)]。Conrad(1982)对各种晶粒尺寸的 α-Ti 在 78－650K 之间变形时得到了相同的结果

$$\tau_c \approx (\tau_c)_0 + \frac{\alpha G b}{D}[(D - 2\lambda)\sqrt{\rho_{wh}} + 2\lambda\sqrt{\rho_{wh} + g_3 \Gamma/(Db)}] \qquad (2\text{-}55)$$

由于 ρ_{wh}、λ/D 和 g_3 随着塑性应变而发生变化，所以这个表达式将逐渐演变为复杂的形式。经常观察到应变对 K_{HP}的影响是相当弱的，至少在中等应变程度下是如此(图 2-20)。大量例子说明，在开始阶段 K_{HP}值缓慢增加而在大应变下又降低。纯度或温度的改变对 K_{HP}的影响相当显著。(Hansen，1977，1983；Al-Haidary 等，1983)。在某种情况下，晶粒尺寸强化效应可以持续到非常大的应变(Gil Sevillano 等，1980)。

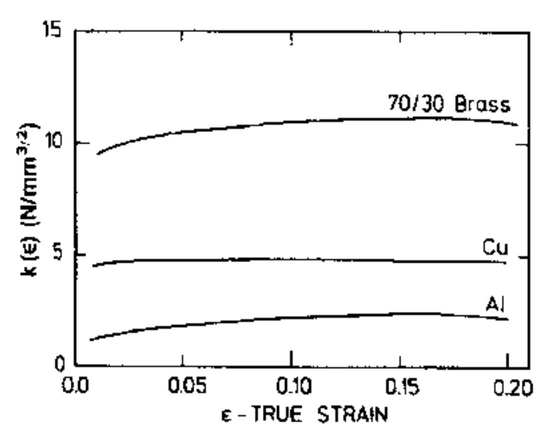


图 2-20 99.99%Al、99.999% Cu 和 70－30 黄铜在室温下的 Hall-Petch 常数 k 与拉伸应变($\varepsilon \approx \Gamma/3$)的关系曲线。拉伸流变应力为 $\sigma \approx 3\tau_c$

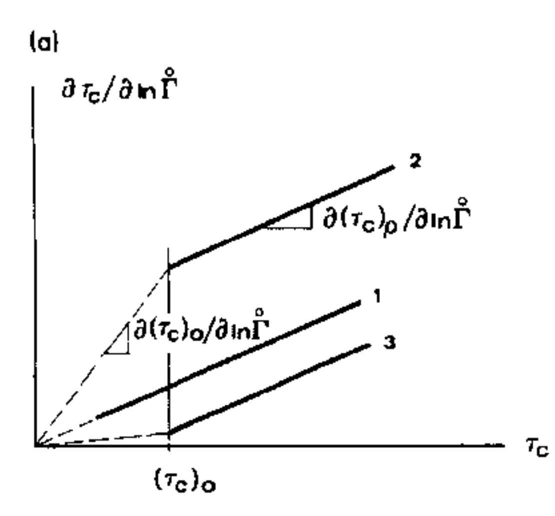
Thompson 等人(Thompson，1977；Thompson 和 Baskes，1973；Thompson，Baskes 和 Flanagan，1973)进一步发展了复合模型(Kocks，1970；Hirth，1972)。Hansen 等人(Hansen，1985；Barlow 等，1985)试图用亚结构的观点来表征变形多晶体的晶界区。从一个晶界到另一个晶界，甚至沿同一个晶界，晶界区的显微组织都发生变化，因此他们得出结论：通常不能用一个恰当的术语来定义晶界区。然而，在许多晶界处，经常可以观察到具有较高位错密度、尺寸较小的胞晶或亚晶的变形区。因此当这种区域(1－10μm 厚)存在时，它将比基体更强，这与一些显微硬度的测量值一致(Thompson，1977)。这些观察

结果证实了多晶流变应力的复合模型，但真实的组织结构要远比简化了的理想化几何形状复杂得多。

· p. 55 ·

该领域的最新研究工作主要集中在观察和理解滑移位错与晶界的交互作用上(Martínez-Hernández 等，1987；Shen 等，1988；Kirchner，1988；George，1988；Baillin 等，1990；Lee 等，1990)。Hirth(1972)提出的机制以及其它机制(位错发射与吸收、滑移传递、边界附近的多滑移和交滑移、应力集中)已经得到了证实，甚至在原位实验中也已观察到了这种现象。对于晶界强化的研究以及通过"加工硬化"模型对它的合理化解释，一个有意义的结论就是，位错穿越晶界通常是很困难的，需要大的塞积应力。因此在多数情况下。似乎是采用这样一种机制：即通过位错源附近的激活、交滑移等较低能量的方法来穿越晶界，从而，相对于晶内来说，在硬化的早期阶段就形成了晶粒边界区。

· p. 56 ·



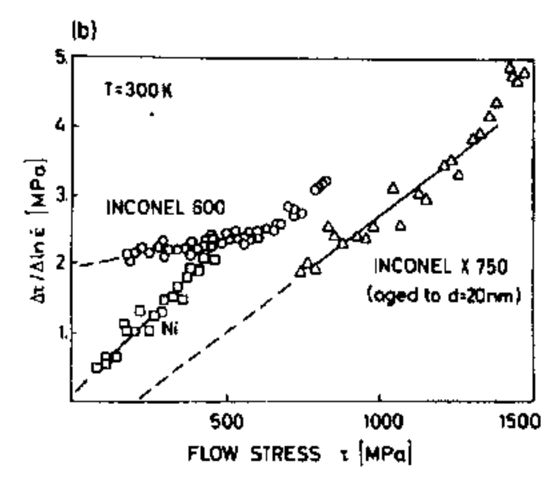


图 2-21 (a)普通材料的"Haassen 曲线"示意图，分别为：(1)来自位错-位错交互作用的流变应力；(2)对应变速率更敏感的附加贡献；(3) 附加的准无热贡献。(b) 纯 Ni 及两种商用合金的 Haassen 曲线，合金为：Zncone1600(固溶硬化)及 Inconel X750(沉淀硬化，沉淀相尺寸见图中)。可以看出，固溶硬化降低了 Ni 位错-位错交互作用的应变速率敏感性，该应变速率敏感性可能受到 SFE 变化的影响[摘自 Mulford(1979)]

2.2.9 对流变应力不同贡献的叠加

前面的 2.2.3—2.2.8 节，给出了位错滑移区内对流变应力做出贡献的各种可能的强化机制。所观察到的流变应力是对运动位错线滑移产生的各种局部抗力的一些复合统计平均值。即使对于相对简单的情况来说，如点状障碍物的混合，对平均过程进行精确的分析也是一项相当繁重的工作(见 2.2.5 节中的参考文献)。而且，一些强化机制还不能被充分地理解，即使分别来考虑也是这样。

Kocks 等人提出并讨论了叠加定律(Kocks 等，1975；Kocks，1979)。对于离散障碍物来说，2.2.5 节中已给出了两个简单的规则，如式(2-31)和(2-32)。正如 Kocks 等(1975)详细讨论的那样，对于固溶强化和沉淀强化贡献的有限范围来说，当流变应力的贡献者之一是点阵阻力时，线性叠加似乎是合理的。

2.2.6.4 节中所描述的"Haasen 曲线"为分析叠加效应提供了一个非常灵敏的方法，它显示了当流变应力仅仅是通过加工硬化而得到增加时，恒定组织下流变应力的应变速

率敏感性与流变应力的关系。如前面已注意到的那样，当流变应力完全由位错-位错的贡献所确定时，则可以观察到 Cottrell-Stockes 行为，它至少是非对称的，即：线性 Haasen 曲线通过原点。任何对此行为的偏离在 Hassen 曲线上的体现是在横坐标上有负截距，这表明，与林位错对应变速率敏感性的贡献相比，存在着一种对流变应力更敏感的贡献。与此相反，任何正的横截距都表明存在一种准无热贡献，其量值由截距给出。加法叠加定律可以很容易地从叠加效应这种非常实用的特征工具中导出(Kocks，1979)。将$(\tau_c)_0$与位错-位错贡献$(\tau_c)_\rho$进行叠加，有，

$$\tau_c = (\tau_c)_0 + (\tau_c)_\rho \rightarrow$$
$$\rightarrow \delta\tau_c/\delta\ln\dot{\Gamma} = (\tau_c)_0[\delta(\tau_c)_0/\delta\ln\dot{\Gamma}] + \tag{2-56}$$
$$+ [\tau_c - (\tau_c)_0][\delta(\tau_c)_\rho/\delta\ln\dot{\Gamma}]$$

图 2-21(a)示出了这种行为。图 2-21(b)为实际的实验结果。Kocks(1979，1987)进一步探讨了 Hassen 曲线在判定不可加的叠加行为中的应用。

2.3 加工硬化

2.3.1 半唯象方法

本章引言中的 2.1.2 节以引用语[见 Kocks(1987)]为开端。它提示一种材料的所有当前响应，包括该响应的当前演变速率或组织结构的演变速率，都来源于当前的组织结构。将这种响应转化成晶体材料的响应以至塑性行为意味着，“像时间和应变这样的函数关系变量只能以微分的形式进入组成关系式中：描述状态的演变”，丰富了上述引语。因此对于塑性来说，微分组成方程就是加工硬化速率 θ 的表达式，在形式变量和必要的结构参数 S_i项中，提供了对结构的完整描述，

$$\theta = \delta\tau_c/\delta\Gamma\backslash_{\dot{\Gamma},T} = \theta(\dot{\Gamma},T,s_i) \tag{2-57}$$

对给定的晶体学体积元来说(它可以是单晶体、多晶体的一个晶粒或双相材料的一个组分)，沿着任何一个函数关系路径都可以对该式进行积分。

• p. 57 •

本章 2.2 节的主要内容就是对目前在位错亚结构对流变应力贡献方面的理解情况进行回顾。其它大部分贡献或者可以被线性叠加(点阵势能、溶质效应)，或者隐藏在位错亚结构贡献中并以晶体特定的额外加工硬化方式所表现(晶粒尺寸或两相强化)。从这个综述中得到的最重要的结论就是位错对流变应力的贡献依赖于一个单一的结构参数，林位错，或者对于大多数技术重要性来说总位错密度，由滑移的位错穿透模型得到比例关系(没有忽略 2.2.8.3 节中已注意到的可能补偿)。

$$\tau_c = \alpha Gb\sqrt{\rho}$$

正如所预测到的那样，对于位错滑移区内仅存在一种位错的面心立方材料来说，在所有四个变形阶段中，上式均成立且具有相同的比例因子 α，即 α 对林位错组成和林位错密度的空间分布都相当不敏感。

• p. 58 •

更有甚者，它对应变速率或温度也相当不敏感(2.2.6.4 节)。这样将与组织变化相关

的加工硬化速率 θ 的演变过程，等价于一个组织参数的 τ_c 相比较就具有了完整的意义。这可以通过 θ-τ_c 曲线来做到。如 Mecking 和 Kocks 所倡导的那样(Kocks 等，1968；Kocks，1976；Mecking 和 Lücke，1969；Lücke 和 Mecking，1973；Mecking，1977)，在各种应用中已证明该曲线是非常有用的。关于流变应力的这个结论对其它非面心立方晶体结构也是有效的，但是在多滑移条件下加工硬化行为的分析将变得非常复杂(晶体学滑移系数量的概念 Γ 作为独立滑移系的代数和就失去了它的意义，并且由于使用了加工硬化矩阵，所以不能取消(2-5)式。

Nabarro 等(1964)推荐使用的另一个相关的可能曲线是 $\tau_c\theta$ 与 τ_c 的关系曲线。注意到

$$\theta = [(\alpha Gb)^2/(2\tau_c)]\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}\Gamma \tag{2-58}$$

$\tau_c\theta$ 与 τ_c 关系图等价于位错密度随应变变化的变化速率与当前位错密度水平平方根的关系曲线。

与仅仅从应力-应变曲线进行检验相比，这个图的潜在意义是能够更好地辨别各个加工硬化阶段。它也能够与加工硬化行为的一些基本限制连在一起，并利用结构参数的最小值(如可能的话，用一个参数，即位错密度)为加工硬化的各个阶段提供了一个简单的特征鉴定，但不能详细描述所观察到的复合位错亚结构。

2.3.2 自相似位错结构的无热加工硬化限制

正如 Nabarro 等(1964)所注意到的那样，大部分加工硬化理论的共同之处是假设了在特定变形阶段范围内位错结构的几何自相似性。当然，这对理论家是非常便利的，同时在某种程度上，它也得到了实验结果的支持：在某一特定阶段，位错亚结构任何其它尺寸上与其相关的特征化量值(滑移线长度等)，主要承受一个仅仅由应变引入的尺度变化，换句话说，当任何由应变引入的位错亚结构有清晰的质的变化时，它就代表着一个阶段的转换(例如，第二阶段的典型特征就是，由第一阶段独立的初始刃型多极位错组向取向错误的低位错水平缠结的层片状组织转化，低位错水平的缠结被略微偏离初始滑移面的富位错层所分割)。但是相反的推论却不一定是真实的[例如，第二阶段向第三阶段转变就没有清晰的结构变化标志，如 Basinski 和 Basinski 所观察到的(1979)]。这种趋势可以用位错图形平衡条件的尺度变化来判断，也可以从流变应力增加下为保持稳定面使特征尺寸进行必要的收缩来判断，即 Kuhlmann-Wilsdorf(1968，1985)所主张的“相似性原理”。

从纯几何方面考虑，无论什么样的微观机制起作用，如果相似性成立的话，那么塑性应变过程中位错长度的无热累积速率 $\mathrm{d}\rho^+/\mathrm{d}\Gamma$ 则与结构的特征尺寸成反比，即，

$$\mathrm{d}\rho^+/\mathrm{d}\Gamma \propto \sqrt{\rho} \propto \tau_c \tag{2-59}$$

基于式(2-58)和式(2-59)就意味着加工硬化速率 θ_0 的无热外推值是一个常数且与当前的流变应力值无关。在 θ-τ_c 曲线中，无热加工硬化限制发生的任何变化都意味着相似性不再成立。

· p. 59 ·

此外在一定的温度下，位错净贮存量 $\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}\Gamma$ 可以被理解为两个动力学过程的竞争结果：位错聚积和动力学回复。一般都认可了位错聚积直率或含蓄地是一种无热的过程，并取决于运动位错在长程滑移过程中所遇到的障碍物的几何形状和强度，即 $\mathrm{d}\rho^+/\mathrm{d}\Gamma$ 总是可以从当前的 $\theta_0\tau_c$ 值中得到。所有的温度和速率敏感性都归因于动力再回复项 $\mathrm{d}\rho^-/\mathrm{d}\Gamma$。

因为 τ_c 与温度和速率的相关性非常弱(这里所处理的是位错-位错流变应力贡献),所以(2-57)式可以写成

$$\theta = \theta_b(s_t) - \theta_s(\dot{\Gamma}, T, s_t) \tag{2-60}$$

该式在相似性条件下将简化成

$$\theta - \theta_b - \theta_s(\dot{\Gamma}, T, \tau_c) \tag{2-61}$$

2.3.3 实验加工硬化行为

图 2-22--2-24 给出了 f.c.c. 金属加工硬化行为的一些例子。借助 $\tau_c\theta$-τ_c 和 θ-τ_c 曲线的帮助,可以清晰地区分不同的加工硬化阶段。不能用简单的数学表达式对各个阶段进行很好的阐述,但所观察到的行为本质能够综合处理成如下内容。

2.3.3.1 第一阶段

第一阶段仅存在于单晶最初取向的单滑移中,而且它的初始 τ_c 值范围非常窄,所以很难对它进行研究。在 θ-τ_c 曲线中,它几乎收缩于基线的起点[图 2-22(b)],并且在 $\tau_c\theta$-τ_c 曲线的横坐标中仅以一个很小的正位移表示出来[图 2-22(a)]。

2.3.3.2 第二阶段

利用 θ-τ_c 曲线可以对第二阶段的存在加以放大。在单晶和粗晶粒多晶中(图 2-23)可以观察到第二阶段作为一个无热平台出现,根据不同的晶体取向,平台在 $3\times10^{-3}G-6\times10^{-3}G$ 范围内,即约 10 倍于第一阶段的加工硬化速率。

2.3.3.3 第三阶段

从早期关于变形阶段的研究工作中早已得知,第三阶段受到与材料 SFE 相关的临界应力 $\tau_{\rm II}$、应变速率和温度的三方制约。$\tau_{\rm II}$ 的无热限制约为 $3\times10^{-3}G$,并且该值随温度呈指数下降(例如,Mitchell,1964)。单晶 θ-τ_c 曲线平台后的负斜率线性区或 $\tau_c\theta$-τ_c 曲线中对称的抛物线可以很好地描述第三阶段。多晶呈现出一个非常高但快速降低的加工硬化初始阶段,并大致与式(2-54)所预测的抛物线加工硬化速率相吻合。在 $\tau_c\theta$-τ_c 曲线中作为平台来对待,它回避了第二阶段且没有考虑粗晶尺寸。

• p. 60 •

在零应力条件下,第三阶段曲线会聚

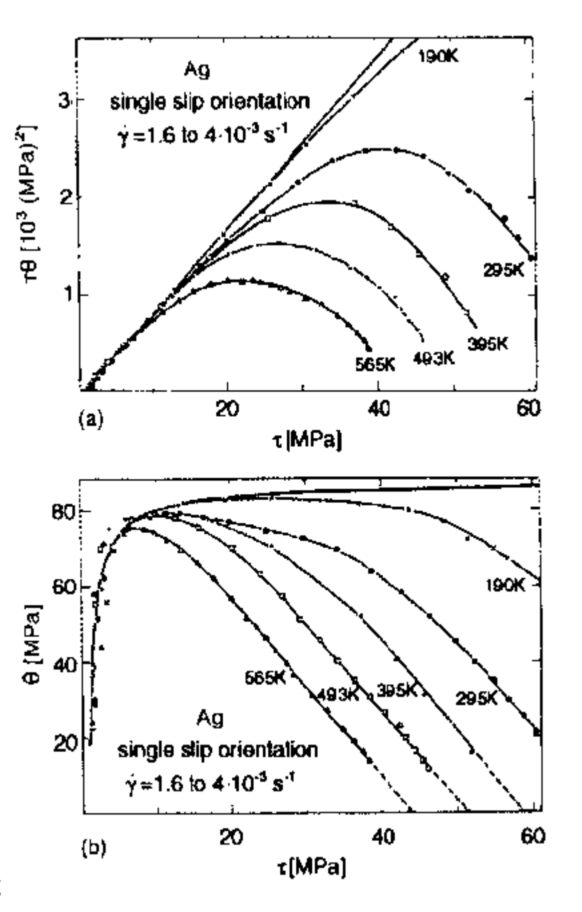


图 2-22 (a) 不同温度下 Ag 单晶的 $\tau_c\theta$-τ_c 关系曲线。摘自 Mecking(1977);(b) (a)曲线的 θ-τ_c 关系曲线,粗线对应于(a)中的直线[摘自 Mecking(1977)]

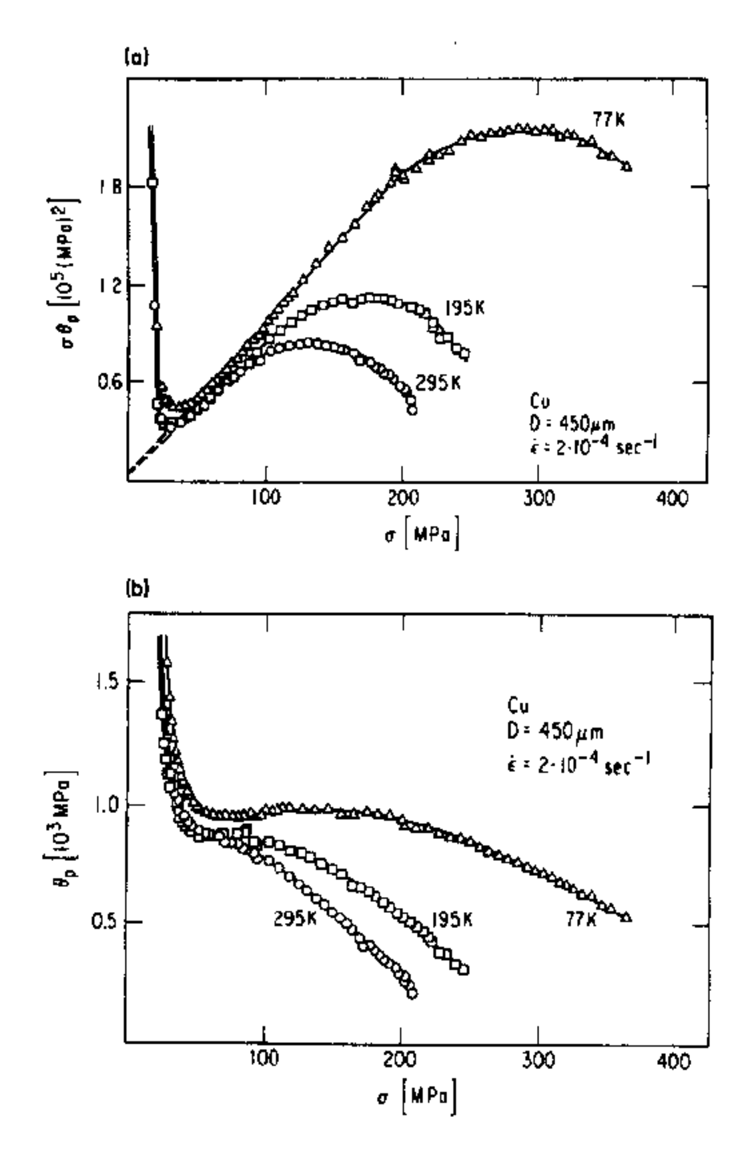


图 2-23　与图 2-22 相似，此图为不同温度下的粗晶粒 Cu 多晶材料的 $\tau_c\theta$-τ_c关系曲线
［摘自 Mecking(1977)］

到一点 $\theta_0^{\rm III}$。与 $\theta^{\rm II}$ 相比，$\theta_0^{\rm III}$ 的值较高，但两者在同一数量级内。另外，曲线斜率的急剧降低产生了一个与温度和应变速率有关的虚饱和应力 $\tau_s^{\rm III}$，即

$$\theta = \theta_0^{\rm III}(1 - \tau_c/\tau_s^{\rm III}) \tag{2-62}$$

• p. 62 •

式(2-62)是 Voce 公式(2-7)的微分形式。当然，真实的实验曲线并没有完全遵循方程(2-62)。对曲线进行更微妙的唯象分析是可行的(Estrin 和 Mecking，1984；Mecking 和 Estring，1987；Follansbee 和 Kocks，1988；Follansbee 等，1990)。

在第三阶段中，加工硬化速率的温度相关性被包含在饱和应力 $\tau_s^{\rm III}$ 中。$\tau_s^{\rm III}$ 的函数关系(图 2-25)与第三阶段三重应力 $\tau_{\rm III}$ 的函数关系相似，

$$\ln(\tau_s^{\rm III}/G) = \ln[(\tau_s^{\rm III})_0/G_0] + kT/(Gb^3g_s)\ln(\dot{\Gamma}/\dot{\Gamma}_0) \tag{2-63}$$

式中，在 $\tau_{\rm III}$ 的情况下，g_s 是与归一化 SFE 有关的尺度参数(Kocks，1976；1987；Alberdi，

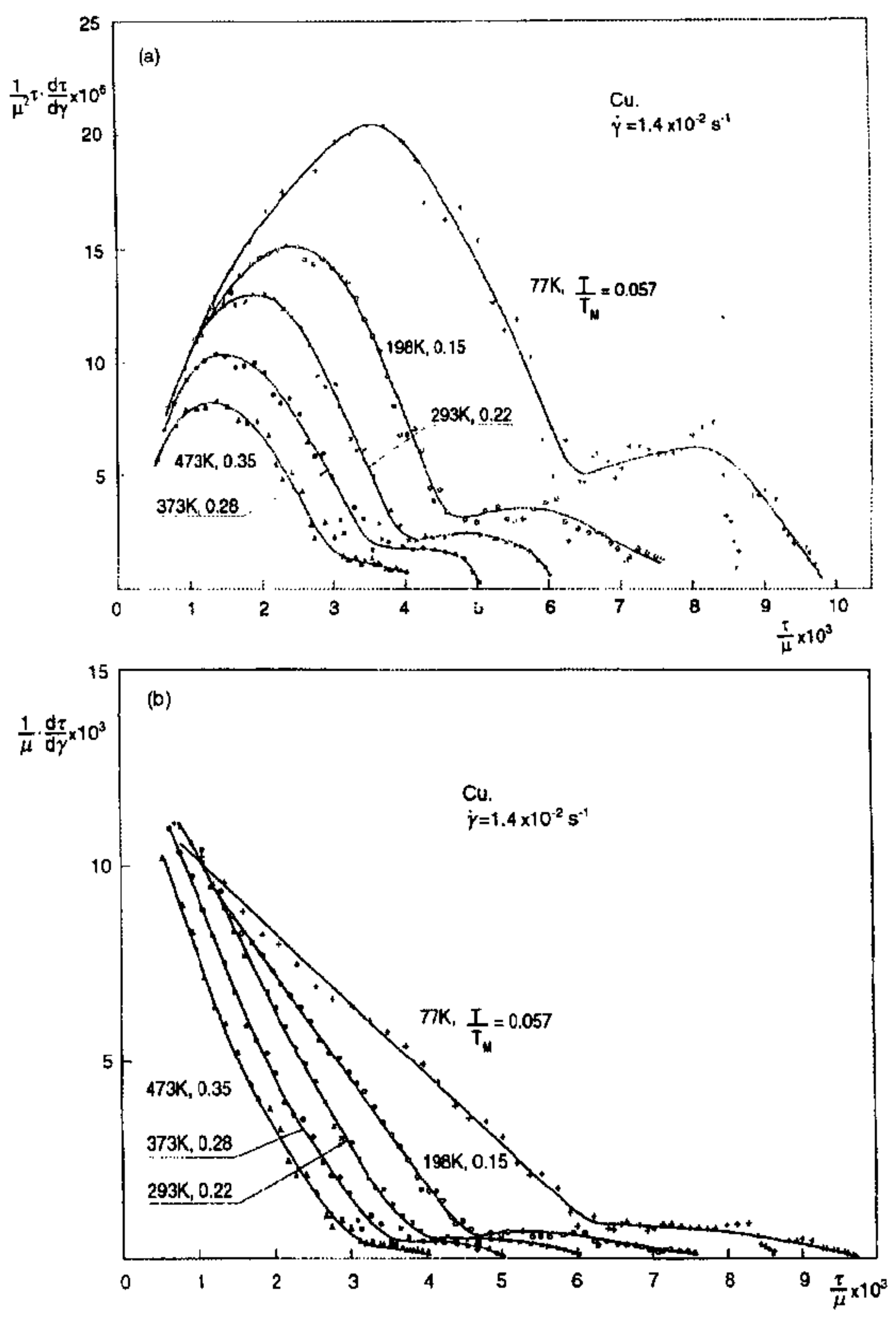


图 2-24 与图 2-22 和 2-23 相似，此图为 Cu 多晶在扭力下应变至大变形[扭转(宏观的)应力与应变]。用与温度相关的剪切模量来归一化(在图中用 μ 来标出)[摘自 Alberdi(1984)]

1984;Mecking 等,1986)。方程(2-63)说明存在一个绝对最大饱和应力值$(\tau_s^{\rm I\!I})_0$(在零温度限制内)。对面心立方金属来说,这个值约为$5\times10^{-3}G$。

后者的主张意味着在绝对零度,当$\theta_r=0$时,外推的加工硬化速率仍然遵守 Voce 公式

$$\theta(T=0{\rm K})=\theta_0^{\rm I\!I}[1-\tau_c/(\tau_s^{\rm I\!I})_0] \tag{2-64}$$

对第三阶段结构外推至$\tau_c=0(\rho=0)$来说,常数$\theta_0^{\rm I\!I}$是一个普通的无热加工硬化速率限制。但是在第三阶段过程中,在组织不变的情况下,当前加工硬化速率的无热极限(对于$\tau_c>0$而言)是与组织相关的。这就是说(2.3.2 节)在第三阶段过程中自相似理论受到了冲击。图(2-26)示意地表示了这种行为。这里的 Voce 行为被假设为θ_h。为了证实这个结论,关于应变硬化如何依赖于恒定组织下的应变速率或温度变化这方面的数据还很缺乏。很显然,只有 Mecking 和 Kocks(1976,1981)曾试图得到这种数据,如图(2-27)。为了最终解决这个问题,显然需要做更多的实验工作。

• p. 63 •

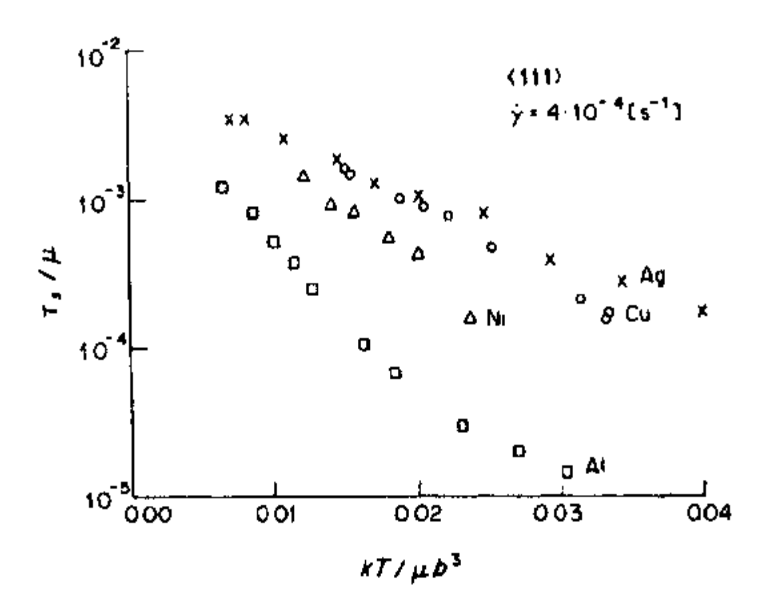


图 2-25 Al、Ni、Cu 和 Ag 的<111>单晶饱和应力$\tau_c^{\rm I\!I}$(用剪切模量G来归一化并在图中用μ标出)与归一化的温度$kT/(Gb^3)$的关系曲线[摘自 Mecking 等(1986)]

2.3.3.4 第四阶段

在获得虚饱和应力$\tau_c^{\rm I\!I}$之前,向第四阶段的转变就已开始了。有关第四阶段的现象问题仍然没有达成完全的统一。第四阶段以温度以及与加工硬化速率相关的应变速率为特征,至少对于纯面心立方金属来说,它承认零流变应力下具有渐进的无热加工硬化速率的理想化 Voce 型描述,$3\times10^{-4}<\theta_0^{N}/G<5\times10^{-4}$,该加工硬化速率逐渐趋于稳定,并具有一个与应变速率和温度有关的饱和应力τ_s^{N}。

$$\theta\simeq\theta_0^{N}[1-\tau/\tau_s^{N}] \tag{2-65}$$

• p. 64 •

经常是将第四阶段理想化为一个具有恒定的、与温度相关的加工硬化速率的阶段

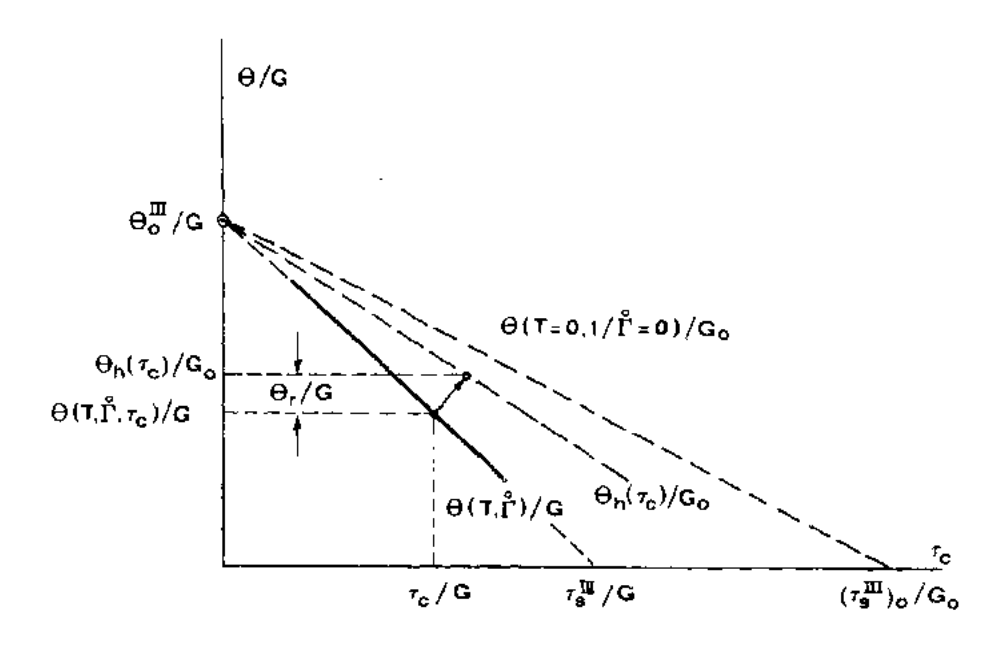


图 2-26 第三阶段的理想行为。下面的 Voce 曲线代表在一定的温度和应变速率下的当前行为;上面的曲线是外推至 0K 的 Voce 行为(有限饱和应力);中间的曲线为恒定组织下,当前行为的无热极限与应变速率变化的温度之间的关系,即硬化项 $\theta(T,\dot{\Gamma})$

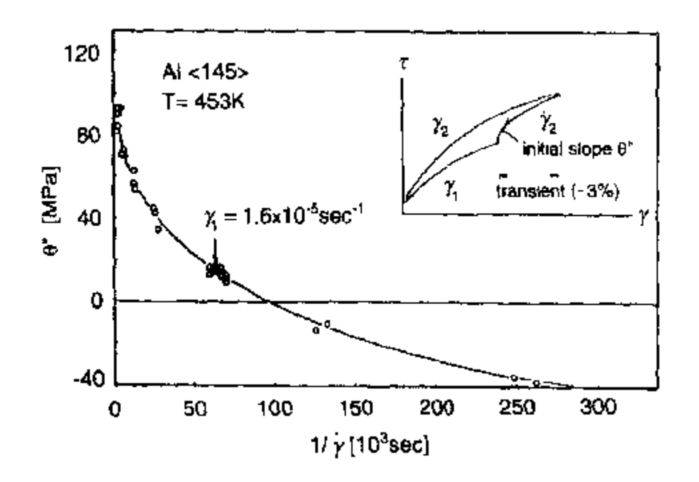


图 2-27 在 $T/T_M=0.5$ 时,应变速率变化对<145>Al 单晶的应力-应变曲线的影响。应变速率由 $\dot{\Gamma}_1$(用于预应变到 10MPa)变化至 $\dot{\Gamma}$后的瞬态加工硬化速率(第三阶段)(应变速率在图中用 $\dot{\gamma}$标出)[摘自 Mecking 和 Kocks(1981)]

(Hughes,1986;Rolett,1988;Hughes 和 Nix,1988),但是对于纯面心立方金属或它的低合金来说,应力-应变曲线的斜率在大应变条件下稳定地降低(第三阶段向第四阶段的转变大致发生在 $\epsilon\approx1$ 的时候)。体心立方金属或 αTi 合金在轴对称方向的拉伸变形(拉丝)确实有效地显示出一个线性的第四阶段直至非常高的应变。它们的特殊行为可以用一个额外的加工硬化项来解释,该项是为了克服分别由〈110〉或〈1$\bar{1}$00〉织构所引入的晶粒"卷边"而连续聚集几何上所必需的位错形成(Gil Sevillano 等,1980;Gil Sevillano,1991)。除了流变应力的附加增量以外,溶质能够增强面心立方加工硬化(见 Neuhäuser 和 Schwink,

本卷第5章)。这种增强可能是造成在某些面心立方合金中所观察到的恒定加工硬化速率的原因。Gil Sevillano等(1980)对大应变条件下的面心立方合金的一些线性应力-应变曲线作了报道。而且,不同于Voce公式的其它函数形式能够再现大部分实验θ-τ_c曲线在第四阶段中所呈现的曲率,如θ-τ_c的抛物线关系,

$$\theta = \theta_0^{N}[1-(\tau_c/\tau_s^{N})^2] \tag{2-66}$$

它对应于双曲线正切加工硬化曲线。然而,在θ-τ_c曲线的第四阶段末端有一些征兆表明,相对于线性衰退来说加工硬化能力损失的加剧可能是组织损伤的结果(Aernoudt等,1987),或者在某些情况下它可能是一个纯粹新的第五阶段(Brion等,1981;Siethoff和Schroeter,1984;Brion等,1986)。

Mecking和Embury(由Rollett等引用,1986)注意到,在第三阶段向第四阶段转变时,加工硬化速率θ_T与转变应力τ_T成比例,即

$$\theta^{N} \simeq \theta_T = c\tau_T \approx c\tau_s^{II} \tag{2-67}$$

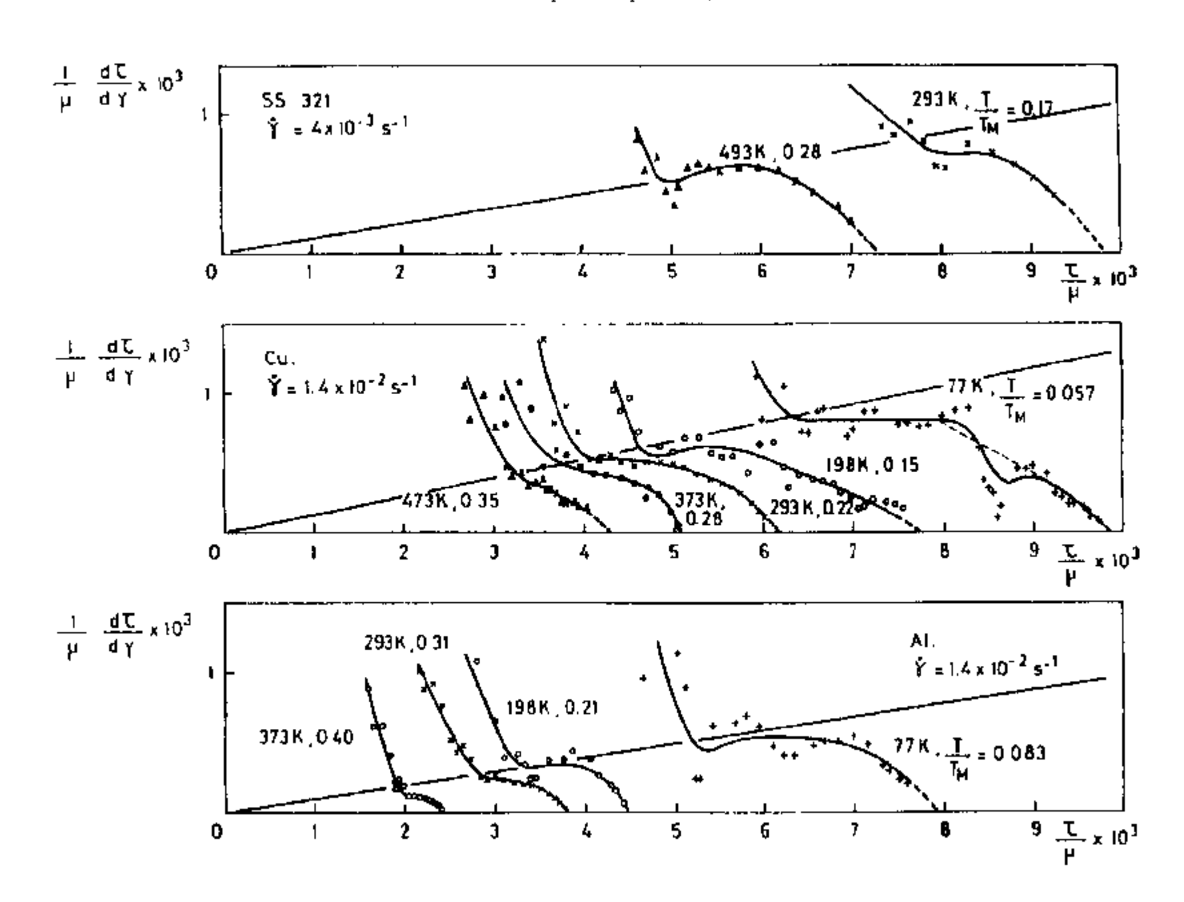
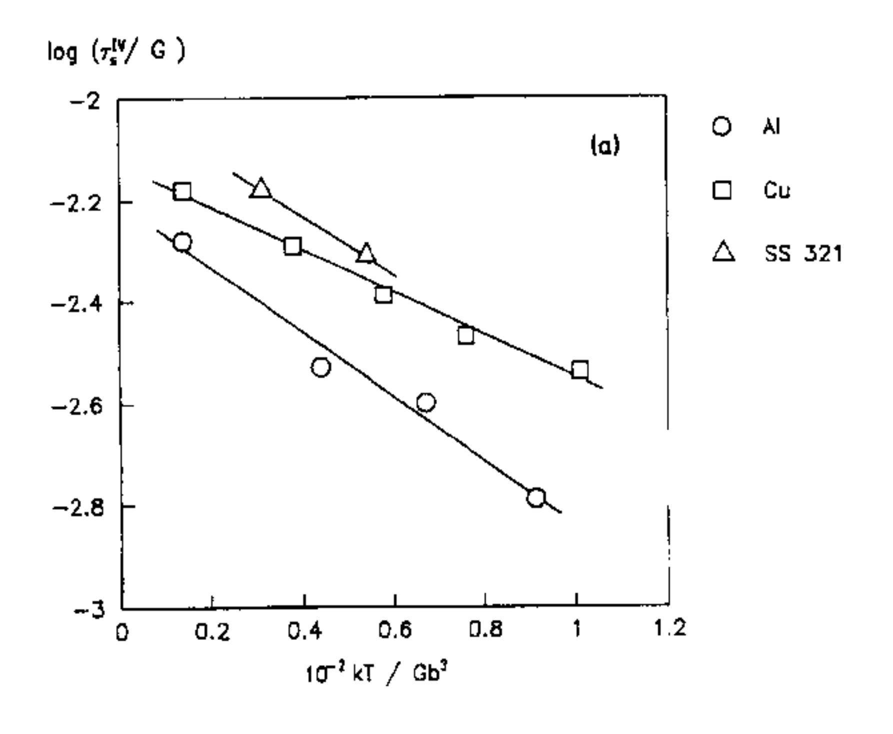


图2-28 铝、铜和奥氏体不锈钢(降低了SFE)的Θ-τ曲线第四阶段区域的局部放大图。扭转加工硬化速率与扭转剪切应力的关系曲线。在$\theta=\Theta/M^2$,$\tau_c=\tau/M$转变时使用了取向因子$\bar{M}\approx1.5$[摘自Alberdi(1985)]

Mecking和Estrin(1987)已经证实了(2-67)式对各种材料、温度和应变速率的普遍有效性。常数c的数值在0.05—0.1的范围内(图2-28)。(2-67)式表明,温度与应变速度的相关过程(即动力回复过程)作为θ^{N}的基础可能与第三阶段动力回复作为τ_s^{II}的基础是相



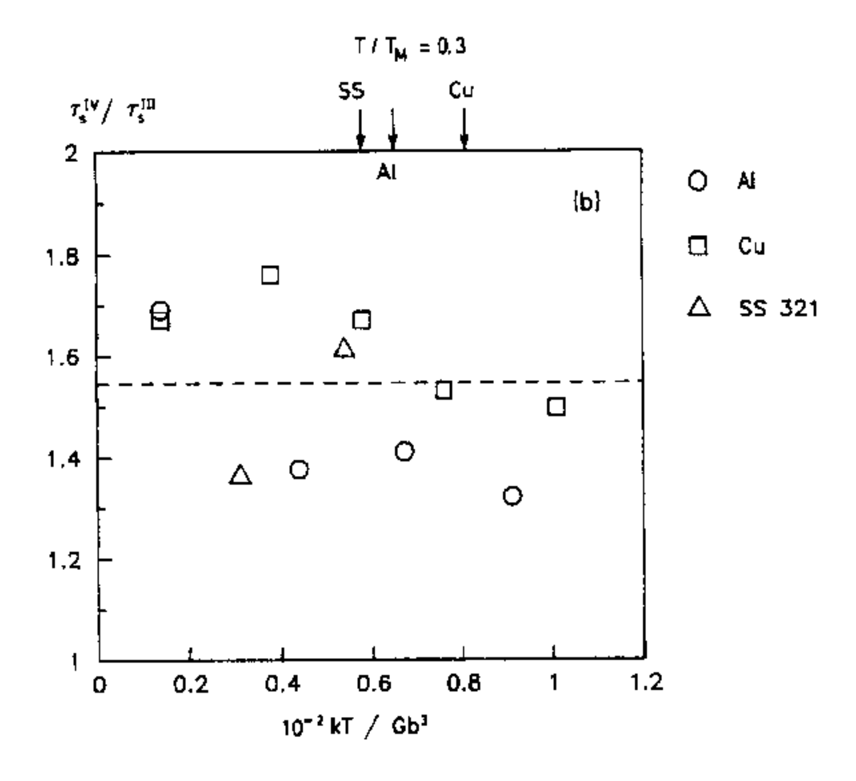


图 2-29 (a) Al、Cu 和 AISI321 不锈钢的饱和应力 τ_s^{IV} 的温度相关性。数据取自 Alberdi(1985)。与图 2-35 相比。(b)τ_s^{IV}/τ_s^{III} 比率与规一化温度的关系曲线，作为(a)的一部分

同的。Alberdi(1985)的研究结果也表明，第四阶段后的饱和应力 τ_s^{IV} 与图 2-29 所证明的 τ_s^{III}[公式(2-63)]有几乎相同的温度相关性。因此，对从第三阶段划分出第四阶段的要求在

2.3.3.3 节中也得到了相同的结论。对于由塑性变形强化的纯面心立方金属来说，存在一个真实的饱和应力，而且在零温度时它有一个绝对极限值：$\tau_0^{IV} \approx 7.5 \times 10^{-3}G$。

2.3.3.5　合成行为：从第一阶段到真实饱和应力 τ_s^{IV}

图 2-30 代表了通过单滑移引起初始变形的 f.c.c. 单晶金属理想化的 θ-τ_c 曲线，从易滑移的第一阶段一直到它的稳定态 τ_s^{IV}，也就是到单晶的无热硬化能力被动力回复完全平衡掉的时候。相同材料的细晶粒多晶直接开始于多滑移行为（第三阶段）；在粗晶粒多晶中能够观察到第二阶段，这可能是由于在晶粒中存在有接近单滑移条件的初始变形的核心，或者是由于表面晶粒的贡献。

• p.65 •

考虑了整个加工硬化过程，很明显，在大多数晶粒情况下，在两个非常弱的硬化能力周期间，晶体将遇到一个强加工硬化的突变（第二阶段和第三阶段）。如果没有发生断裂的话，将以饱和的稳定态结束。另外到目前为止，似乎忽略了这样一个事实，弱加工硬化能力的最终加工硬化速率（第四阶段），经外推后又回到了最初的第一阶段。定性地说，第四阶段无热加工硬化极限的可利用值 θ_0^{IV} 与 θ^{I} 的中限或下限值具有相同的数量级。

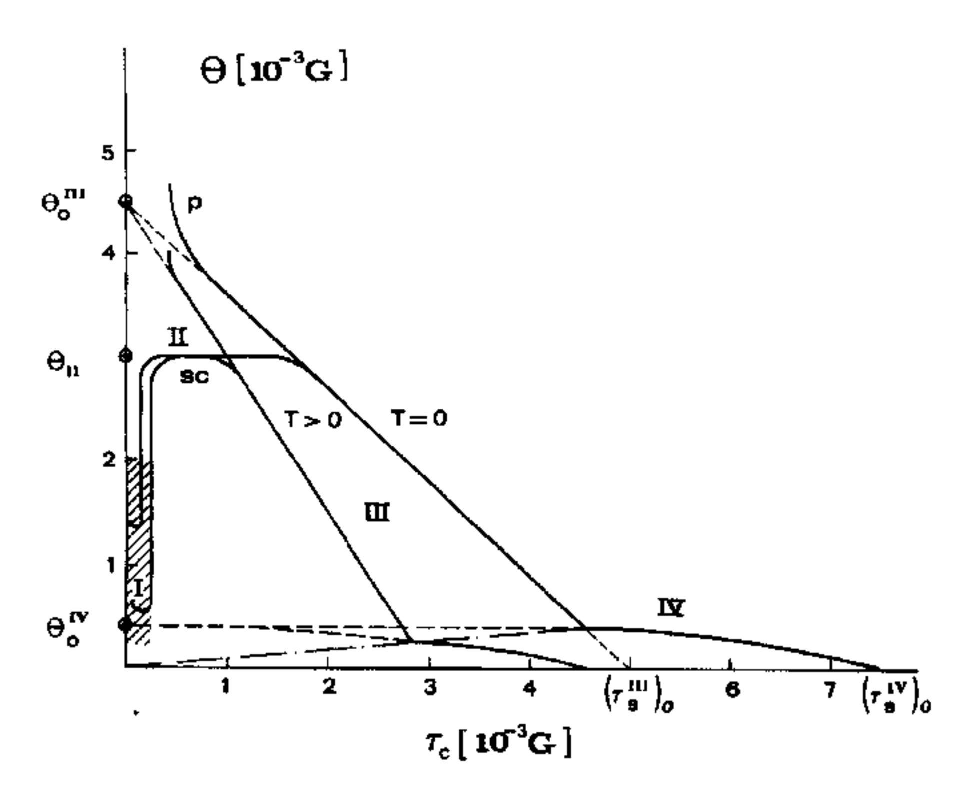


图 2-30　f.c.c. 单晶（sc）或多晶（p）理想化完整的加工硬化行为

第一阶段被看作是晶体加工硬化的本征基线，尽管初始组织中的点阵呈现非完美性且是准独立的（Nabarro 等，1964；Nabarro，1986），但对近乎完美的点阵来说，这种本征基线仍然是明显的。因此，有人认为在早期阶段（从应力的观点而不是从应变的观点），这种贡献被第二阶段的加工硬化突变所掩盖，并仅在第三阶段完成后才再次出现。在大应变后的多晶中，对加工硬化的剩余贡献大概可以叠加在近乎完美的点阵贡献上，这种剩余的贡

献来自晶粒边界的存在[(2-54)式加上适当的因子]。实际上,到目前为止,对第四阶段发展的理论模型与这个观点非常好地保持了一致。所有这些模型都考虑了两个加工硬化过程的同时作用,第一个加工硬化过程主要适用于第二和第三阶段,另一个[来自于回复的残骸(Rollet 等,1987),在接近干净的胞内,极子的平面间捕获(Prinz 和 Argon,1984)]加工硬化过程则逐渐延伸到第三阶段以外,并对弱的但持续的第四阶段起作用。事实上,在 Prinz 和 Argon 模型中,第四阶段假设的位错聚集机制与目前仍被接受的第一阶段位错聚集机制是相同的(如 Nabarro,1986)。

• p. 67 •

第一阶段和第四阶段之间的平行性是很高的。第四阶段最终的亚结构由亚晶粒所组成(Gil Sevillano 等,1980;Gil Sevillano 和 Aernoudt,1987)。在 Zn 或 Cu 单晶中以亚晶界形式存在,并已长成的位错亚结构已经显示出对晶体流变应力的影响,但对第一阶段的加工硬化斜率没有影响(Edwards 等,1953;Nabarro,1986)。这进一步支持了以前有关亚结构演变的结论,即在第三阶段,亚结构的演变是向亚结构通过林位错机制对强度的贡献的方向发展。但不能使更多的 Orowan 位错环聚集,即 $\theta_h=0$。

2.3.4 与决定流变应力微观机制相一致的加工硬化模型

2.3.4.1 无热硬化项 θ_h

正如在 2.2.6 节中所解释的那样,在所有的第一到第四阶段中,流变应力都受控于滑移位错与林位错密度的交互作用,而且认为反应力与宏观应力水平没有关系(2.2.8.3 节),平行平面间滑移位错的共面交互作用应力对流变应力最多只能做出较林位错贡献弱得多的贡献。现在提出了一个新的问题:即 θ-τ 曲线的无热包络线在两个相当的加工硬化能力期间产生了一个强烈的瞬态跳跃。然而在原理上,林位错硬化伴随着高速率的位错贮存,从而产生了一个非常重要的加工硬化项 θ_h。这一点不适用于绝对规则的位错分布,但在滑移控制的区域中不是这样。这能解释第二阶段和第三阶段,下面将单独讨论这个问题。必须对在第一阶段和第四阶段中几乎不存在加工硬化的现象做进一步的解释。

• p. 68 •

在穿透位错的位置和强度分布存在不规则性的情况下,可动位错优先穿过滑移面的软区,并环绕在位错密度或穿透位错强度较平均值高的硬质点周围。发生这种情况是因为(图 2-9)大部分林位错是由硬障碍物组成的(2.2.5 节)。在临界应力下,当可动位错滑过滑移面时(透过门坎值),未被剪切的质点将永远留在后面,甚至对于随机分布的质点是这样,并被凹形的位错环所环绕。这些位错环对其它非共面滑移系的林位错密度作出了贡献。这样在多滑移条件下,来自于林位错硬化的流变应力包含一个特定的无热硬化速率 θ_f。Kocks(1966)在他的"统计加工硬化模型"中很早就指出了起因于林位错硬化模型的这个硬化项和其它相关的含义,最近 Kocks 对统计加工硬化模型又进行了发展和拓宽(Kocks,1985)。Kokcs 的 θ_f 估算值和位错通过面心立方随机林位错穿透过程的计算机模拟结果(Hernández Olivares 和 Gil Sivillano,1987)给出了加工硬化速率,对于穿透位错随机的或胞状的表面分布来说(图 2-31),该加工硬化速率比 θ' 或 θ_h'' 低但有相似的数量级。在计算值和实验值之间的一些差异是面心立方林位错模拟方法不完善造成的结果(根据计算的 α 值来判断,所采用的林位错不如真实的林位错强硬)。另外,考虑只利用对应于滑

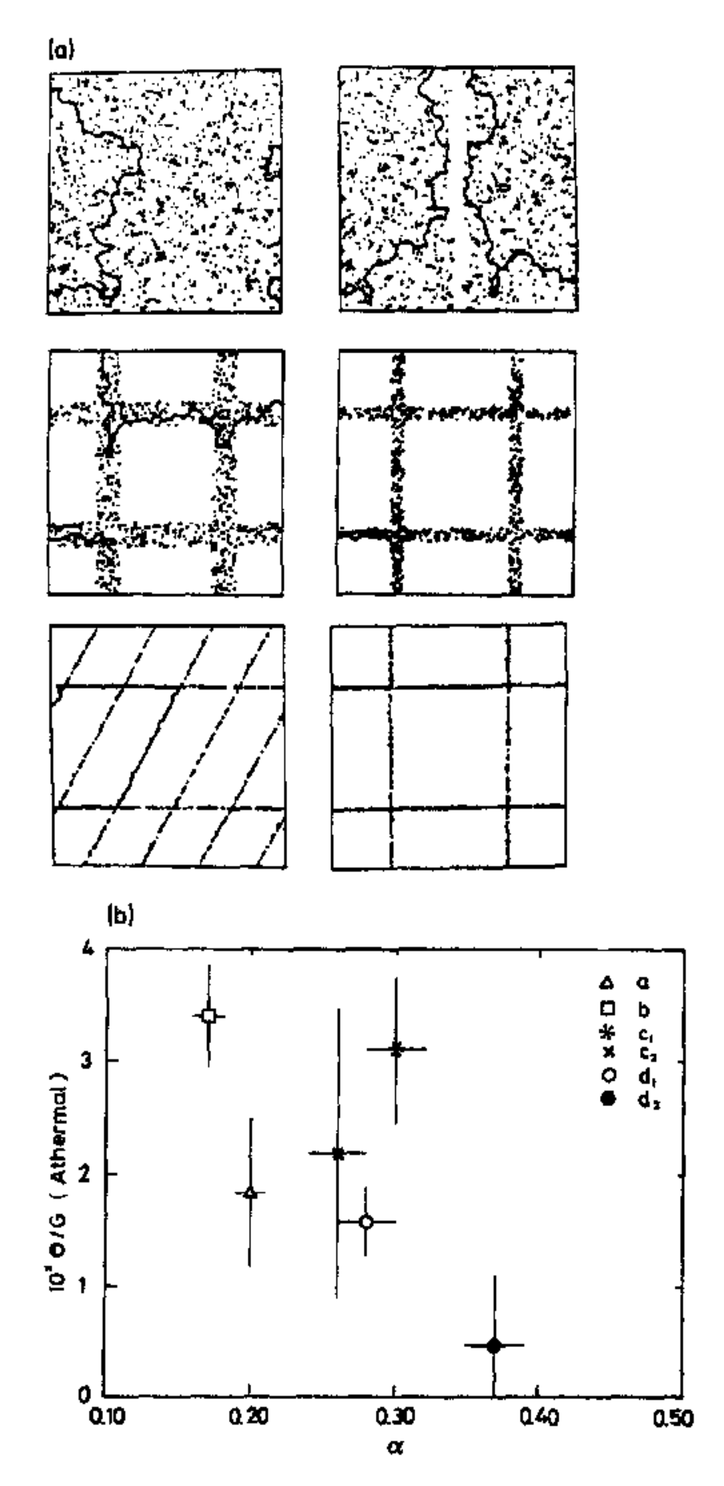


图 2-31 (a)随机面心立方林位错中障碍物的几种几何排列模拟结果。(b)对于(a)中面心立方林位错的 6 种空间分布，其无热加工硬化速率与强度($\alpha=\tau_c/(Gb\sqrt{\rho})$)的关系曲线

移通过软区并第一个到达的位错贮存长度——凹形位错环来计算 θ_t。

实际上，位错在附近平行平面上滑移产生的这些位错环贮存在三维空间内，并围绕在林位错束周围，形成了复合型的内应力极化分布场(2.2.8.3 节)：正极(在易滑移的意义

上)是硬体积元内的长程应力,此区不能被滑移位错所穿透;负极是已滑移体积元内的短程反应力。硬区周边捕获到的位错环的组成决定着硬区内的精确应力张量。但是,只要硬区不能被塑性变形所释放,应力水平就随错配度呈比例地弹性增加。要在硬区内产生位错滑移,硬区和软区之间仅需要一个非常小的应变差,尽管一系列滑移系的激活没有必要与宏观变形同时发生,然而从塑性的观点来看,这个差异被不断地进行调节,而且硬区与晶体的较软部分一样正在变形。因而,在硬质点内部能贮存一些位错。粗略地说,当一定数量的、来自基体的凹形位错环停留在质点外面的时候,相同数量的、来自自身内部的凸形位错环到达了硬质点的边界。一般情况下,特别是当硬区形成了近似平行于滑移面的层状组织时,如在单晶的第二阶段或在单晶或多晶多滑移条件下的第三阶段早期中发现的那样,内部的激活滑移系与基体滑移系不相吻合,或者说它不受基体滑移系的限制(Torre-aldea 和 Gil Sevillano,1983;Martin Meizoso 等,1984;Jackson,1983)。在两个位错环组之间将发生稳定化反应,也许不断增加的 θ_f值将超过纯粹由 Orowan 位错环所计算出的值。值得注意的是,与宏观激活群无关的位错不能从硬区逃离到基体中去。在多滑移条件下,没有期望硬质点内部滑移系的激活群与宏观的激活群有非常大的差别,但这仅仅是一个猜测。在这种情况下,能够发生湮没反应。

· p. 69 ·

上面的讨论对 θ_f的实验值与计算值之间的不一致性提出了似乎是真实的解释,但是更重要的是,它是从本质上理解具有相关的内应力场和局部取向差的不均匀胞状组织形成的基础。正如 Kocks 所描述的那样,它与直接和间接的实验结果吻合得非常好(也可以参看本卷第 4 章)。

正如可以很容易预计到的那样,计算机模拟结果表明,无热加工硬化依赖于穿透位错的空间分布。图 2-33 表明,当位错具有低于平均位错密度的狭窄通道且几乎均匀分布时,θ_f值最大,且随着位错簇团化趋势的增加而减小,从而使位错组态由厚壁的胞状组织转变为具有二维边界的亚晶组织。事实上,当滑移的位错规则分布的理想平衡亚晶界以后,它就根本不再能留住任何位错长度。这样,在第三阶段无热 Voce 型 θ 的演变[$\dot{T}=0$, $S_i(t)$]$-\tau$[$S_i(t)$],定性地说,可用应变引起的组织演变来加以解释,这种组织演变的过程为,从近乎均匀的空间位错分布到不断增加胞壁锐度的胞状组织并且逐步平滑至胞内,这就形成了不能聚集任何附加位错长度的理想亚晶。实验已观察到这样的演化过程(Gil Sevillano 等,1980)。

· p. 70 ·

2.3.4.2 无热饱和应力$(\tau_s^{\mathrm{III}})_0$

对于位错在晶体的软基体区滑移来说,如果接受加工硬化的主要位错聚集机制是建立在 Orowan 位错环(该位错环在不可穿越的体积元周围,即胞壁)形成的基础上,那么,无热饱和应力$(\tau_s^{\mathrm{III}})_0$一定是建立在这个聚集过程的消耗上。正如所提到过的那样,贮存的位错长度并不是 Orowan 位错环,但它与位错的反应结果阻碍了位错的滑移,这与硬区内的激活滑移系相一致并不断从硬区内部向外扩展。上面已谈到,第三阶段向第四阶段的过渡伴随有亚晶结构的转变,如果位错的分布具有理想的规则性,那么,这种亚晶将不能阻止任何 Orowan 位错环。这几乎是不可能的,尽管从第三阶段向第四阶段的转变可大致归

因于从胞状向亚晶的组织转变(Gil Sevillano 等,1980),但在转变时,组织结构本身在特征上仍然是混合型的,即亚晶界与松散紊乱胞壁的混合体(Alberdo,1985;Hughes,1986)。那么,用到达的 Orowan 位错环完全湮没来解释饱和应力 $\tau_s^{\rm I}$,甚至无热极限$(\tau_s^{\rm I})_0$会更好一些。Orowan 位错环的湮没是通过它与同一滑移系非滑移区扩展出来的位错环之间相互作用来进行的。这种理论比起假设根本就没有位错环在较密集的质点处停留要好。当然,组织结构的演变使得这样的湮没过程更容易一些。

通过在硬区周围截留必要数量的位错环来形成内应力。硬区内(胞壁)的内应力水平与位错环间距 h 成反比。例如在面心立方晶体中,平行于 B 滑移面(111)的一定厚度的平面状胞壁内,不断接收到来自 CI 制$(\bar{1}\bar{1}1)$<001>的位错环(Taylor 和 Elam 命名法则),在 CI 制中,四个滑移系受到相同的应力。应力水平为

$$(\tau_i)_h = 0.6Gb/[2h(1-\nu)] \tag{2-68}$$

一般说来,比例数字因子将发生变化,它依赖于相对有关滑移系的胞壁取向关系。超过临界值 h 后,CI 制的位错环将在胞壁内被激活,并在小于相对应的异号位错环的 $h/2$ 处通过。对多滑移来说,由硬质点周围产生的位错净复合效应,在形式上与适用于各种滑移系的方程(2-68)相似。

Essmann 和 Mughrabi(1979)讨论了在低温下滑移过程中空间上紧密排列的螺型和非螺型偶极子的湮没过程,以及这个过程对动力再回复和饱和应力的贡献。对在非常低的温度下变形后的组织进行观察后,他们估计,当 Cu 中偶极子的高度分别低于 50 和 1.6nm 时,即柏氏矢量的表达形式为 $195b$ 和 $6b$ 时,螺型和刃型位错偶极子的湮没是无热的。那么在多滑移情况下,对于围绕胞壁的几何上所必需的不同位错网分量来说,当 $h/2 \leq 6b$ 时将达到饱和应力。它的值将由滑移系中最低的应力分量所决定,即$(h/2)_{\max} \leq 6b$。这样,

$$(\tau_s^{\rm I})_0 = f \times [(\tau_i)_h]_{\min} \simeq f\beta G/[24(1-\nu)] \tag{2-69}$$

式中,f 是从流变应力复合模型中很容易导出的一个因子(2.2.8.3 节),$4 \geq \beta \geq 0$ 是取向因子(对室温下的 Cu 而言,根据图 2-17,$f \approx 2$)。如果$(f\beta) \approx 0.1$,就可以解释面心立方多晶的实验值$(\tau_s^{\rm I})_0 \approx 5 \times 10^{-3}G$。$(h/2) \leq 6b$ 判据等价于切过不可穿越晶界的临界取向差。

2.3.4.3　*动力再回复*

在一定温度下,尽管异号位错环在大于临界距离的地方能互相通过,但热激活能够促使相互湮没。螺型偶极子将通过交滑移进行湮没。由于滑移位错被最强的穿透位错限制在硬质点的边界处,所以这些边界将构成动力再回复的优选位置。

观察到刃型偶极子的自湮没临界距离是无热的(Essmann 和 Muhgrabi,1979)。然而,第三阶段的饱和应力是与温度有关的。鉴于此,一些作者提出,扩散过程影响发生在胞壁中的动力再回复(Prinz 和 Argon,1984;Nix 等,1985;Nabarro,1989)。前两组作者赞同静态再回复过程的作用,包括刃型位错的攀移。然而,当与实验结果相比较时,将应变硬化和静态再回复的组合("Bailey-Orowan"方法)作为研究给定温度的加工硬化方法时就暴露了它的不充分性,Mecking 和 Kocks(1976,1981)对此进行了反复地讨论。与此相反,在对 5 个与温度有关的机制对第三阶段动力再回复的适用性作出评述后,Nabarro(1980)认为由塑性变形产生的空位引起的刃型位错攀移控制着真正的动力再回复过程。

在胞壁处,位错被相吸会交点所滞留,在流变应力下这些会交点不能借助于热激活的帮助而直接被打断。在极化的胞壁任何一侧,异号位错间的相吸作用为再回复提供了驱动力(Kocks,1985)。但是,解开强会交点需要某种间接的热激活机制。这个机制可能开始于释放被节点束缚的位错段,根据 Friedel 和 Escaig(Escaig,1968;Bonneville 和 Escaig,1979)提出的机制,这个位错受热激活的交滑移所制约。Caillard 和 Martin(1983)在中等温度下的 Al 中观察到了这种动力再回复机制的作用,包括位错环螺型部分的双滑移,该位错环的符号与胞壁捕获的位错环符号相反。因此,位错环的非螺型位错段能够不经过攀移就可以相互湮没(图2-32)。棱柱形位错环将作为碎片被保留下来,完全的湮没需要扩散来完成(Nabarro,1989)。在由位错渗透过程发展起来的胞状排列占主导地位的条件下,这个机制的作用似乎是十分真实的,而且也可能是第三阶段过程中亚结构形成的基本过程。

总之,在低温的第三阶段过程中,与给定温度下加工硬化再回复的有关位错反应,其真正本质并不完全清楚。尽管所提出的每个机制都留下了需要扩散来达到完全时效的碎片,但在本质上,这个过程是个动力学过程,并且可能强烈地依赖于螺位错的交滑移。不能排除低温下通过扩散的动力再回复,这是因为通过林位错切割(可能发生再回复的)局部高位错密度区而产生了高浓度的空位。

Kocks(1976)将 Voce 公式(2-62)唯象地解释为聚集项的补充(假设了相似性),

$$d\rho^{-}/d\Gamma \propto \sqrt{\rho} \rightarrow \theta_{0}^{1} = \theta_{h} \quad (2\text{-}59)$$

这样,为了得出 Voce 方程,湮没项应该写成

$$d\rho^{-}/d\Gamma \propto \rho \rightarrow \theta_{r} \propto \tau_{c} \quad (2\text{-}70)$$

比值(2-70)是很难解释的。Kocks(也可以参见 Prinz 和 Argon,1984)认为位错的湮没过程发生在组织的“再回复点阵”处,该组织与滑移面的单位面积 ρ 成一定比例。这样为了得到(2-70),就必须假设每个再回复点阵湮没一个恒定长度的位错。假设被湮没的位错长度与位错组织的特征尺寸 $\rho^{-1/2}$ 成比例似乎更符合逻辑,但这样的话,就有 $\theta_r \propto \theta_h$。这与式(2-64)是一致的,即与遵从 Voce 定律的当前无热加工硬化速率相一致,就像外推至 0K 所假定的那样。但是位错组织的无热非自相似的随应变演变的过程还有待于进一步解释。正如 Nix 等(1985)所强调的那样,在理解动力再回复过程以前,必须对没有再回复的应变硬化有一个清醒的认识。

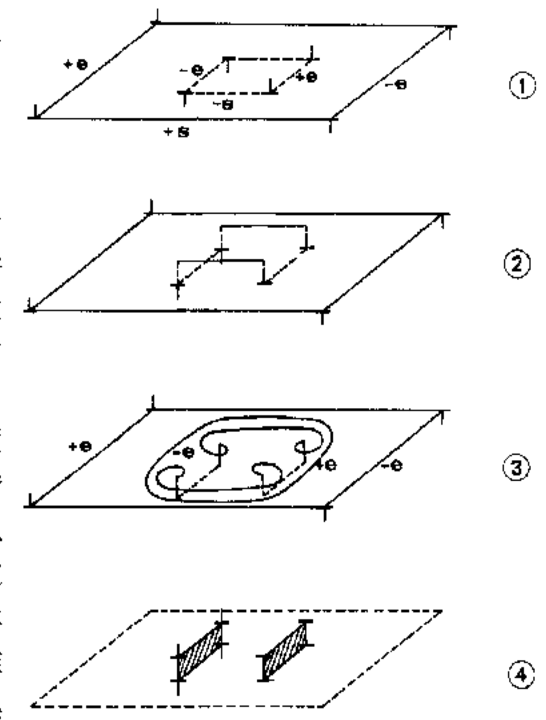


图 2-32 通过螺位错段的交滑移,刃型位错线的湮没过程。螺位错段来自一个在平行滑移面上、不断扩展的小异号位错环。Caillard 和 Martin 的机制(1983),采用了 Weertman 和 Weertman(1987)的示意图。这两个刃型位错线可能是围绕不可穿透区的 Orowan 位错环重新排列的产物。厚胞壁和扩展着的位错环是胞壁内产生内应力的原因

2.3.4.4 第二阶段

第二阶段被看作是晶体加工硬化行为

的支柱(Nabarro 等,1964),对加工硬化所做出的大部分理论努力都直接瞄准了它的合理化过程。实际上,它包括一个特殊的无热第三阶段型硬化现象,其表现形式为单滑移引起的晶体宏观变形。最显著的一点是,对于可忽略的应力(反推至零应力),适于单晶或多晶的多滑移仅显示出一个渐进的无热硬化速率 θ_c^{I}。然而,第二阶段是一个纯的无热硬化阶段并一直持续到 τ_{I} 应力水平,此时在第三阶段发生变形的晶体里,动力再回复已经是非常快的(图 2-24 与图 2-35 中的 τ_{I} 值进行比较)。

• p.73 •

从早期有关位错塑性的研究中发现,第二阶段结束时的 τ_{I} 早已与交滑移活性结合在一起。长期以来被广泛接受的有关启动第三阶段的模型认为,τ_{I} 是用于开启被障碍物束缚的位错塞积前端交滑移的临界应力。假设临界点是使位错逐渐达到极限的堆垛层错宽度的压缩,在该极限处,用于滑移而转换所需要的总收缩激活能可以通过热来提供(Seeger,1957)。这个模型已用于推导 SFE 值,该值与其它更直接的 SFE 测量方法所得到的值非常吻合(Haasen,1967;Ahlers,1970)。然而,这个模型存在着严重的缺陷(Nabarro,1986;Bonneville 等,1988):在低于应力 τ_{I} 时已有大量的交滑移存在,没有观察到伴随塞积的必须数量的位错,甚至用于推导交滑移激活能 τ_{I} 的方法也存在问题,这是因为在对交滑移激活能和应力作比较时没有对应于一个固定的显微组织。

• p.74 •

在低于 τ_{I} 应力条件下,很难理解多滑移晶体中存在着动力再回复现象。第二阶段的组织为层状组织(Mughrabi,1975;Basinski 和 Basinski,1979),由低位错密度的层片所形成,且被几乎平行于初始滑移面的初始位错和二次位错的交互作用薄膜分隔。这些层片随位错符号的交替变化而旋转,同时也观察到了内应力从 0 到 τ_c 的周期性变化。高位错密度的致密薄膜由偶极子束(从第一阶段继承下来的)、初始位错和二次位错交互作用形成的网所组成,其中这些位错对 Lomer-Cottrel 占有支配地位,从而降低了 SFE 或温度值。从形式上看,大部分多滑移组织,即典型的第三阶段相对来说是相似的:由高位错密度层片形成的层状组织相对于低位错密度的"基体"有取向差,最初它们近似平行于激活滑移面(Kawasaki,1974,1979;Kawasaki 和 Takeucki,1980;Torrealdea 和 Gil Sevillano,1982;Gil Sevilllano 和 Aernoudt,1987)。然而,几个滑移面的激活导致了 2 个或者一般是 3 个层片族的共存,逐渐形成了方格盘状组织(例如,Hughes,1986,或 Hughes 和 Nix 在 1990 给出的非常好的例子),如图 2-33 所示。

• p.75 •

Jackson(1985b) 充分地研究了平面状位错组织形成的原因,两种情况下的原因似乎是相同的。在轻微变形的晶体中,位错组能够滑移并通过一个较大的区域。当存在缺陷时,滑移被交滑移所加强,在平行于正在滑移着的位错组所属的滑移面上,位错组的交滑移产生了一个盒状的、平面的多极排列组态(图 2-34)。内部的二次滑移松弛了多极排列的内应力。在多极的边界处发生了二次位错反应,它稳定了双分界层平面排列。

据此,在单滑移和多滑移晶体中,层状位错图形的演变过程是不同的。松弛的多极排列位错相对于初始滑移面只发生了轻微的旋转。它们开始捕获来自外部的(滑移位错)和内部的(由内应力激活的)位错。在单滑移情况下,大致保持了相似性。滑移位错的贡献与以前相同(塑性应变几乎完全由初始位错完成)。在多极排列的内部,内应力无助于初始滑



图 2-33 第二阶段早期的 Cu 双层组织。室温下轧制，$\varepsilon=0.10(\Gamma\approx0.30)$，$\sigma=255$MPa($\tau_c\approx85MPa=2\times10^{-3}$G)。纵向截面，轧制方向用 D.L. 标出
[摘自 Torrealden(1981)]

移系的启动。另一方面，除了在近似对称的晶体中以外，宏观应力并没有促进二次滑移系的滑移，因此，产生于多极内部的位错不能从二次滑移系逃离出去。对于单滑移来说，由基体的滑移位错与多极内部的位错相互湮没而产生的动力再回复几乎不能发生，这解释了第二阶段的无热特征。与此相反，在多滑移情况下，经常发生正在到达的基体位错(或它们的反应物)与初期胞壁内已激活的异号位错的会合，方程(2-69)中 $\beta>0$，而且恰巧在变形开始时双分界层排列的界面将起到一个优选动力再回复的核心，与所观察到的一样(对于多晶，$\tau_c>0.5\times10^{-3}G$，图 2-24)。

• p. 76 •

第三阶段开始时应力的温度相关性与本阶段结束时饱和应力的温度相关性不同(图 2-35)。在 $\log(\tau/G)$与 T 关系曲线中，$\tau_{\text{Ⅲ}}$的负斜率大约是 $\tau_s^{\text{Ⅲ}}$的 2 倍，即用于起动动力再回复的激活能——第一个湮没过程，大概仅涉及螺型分量的交滑移——大约是用于饱和应

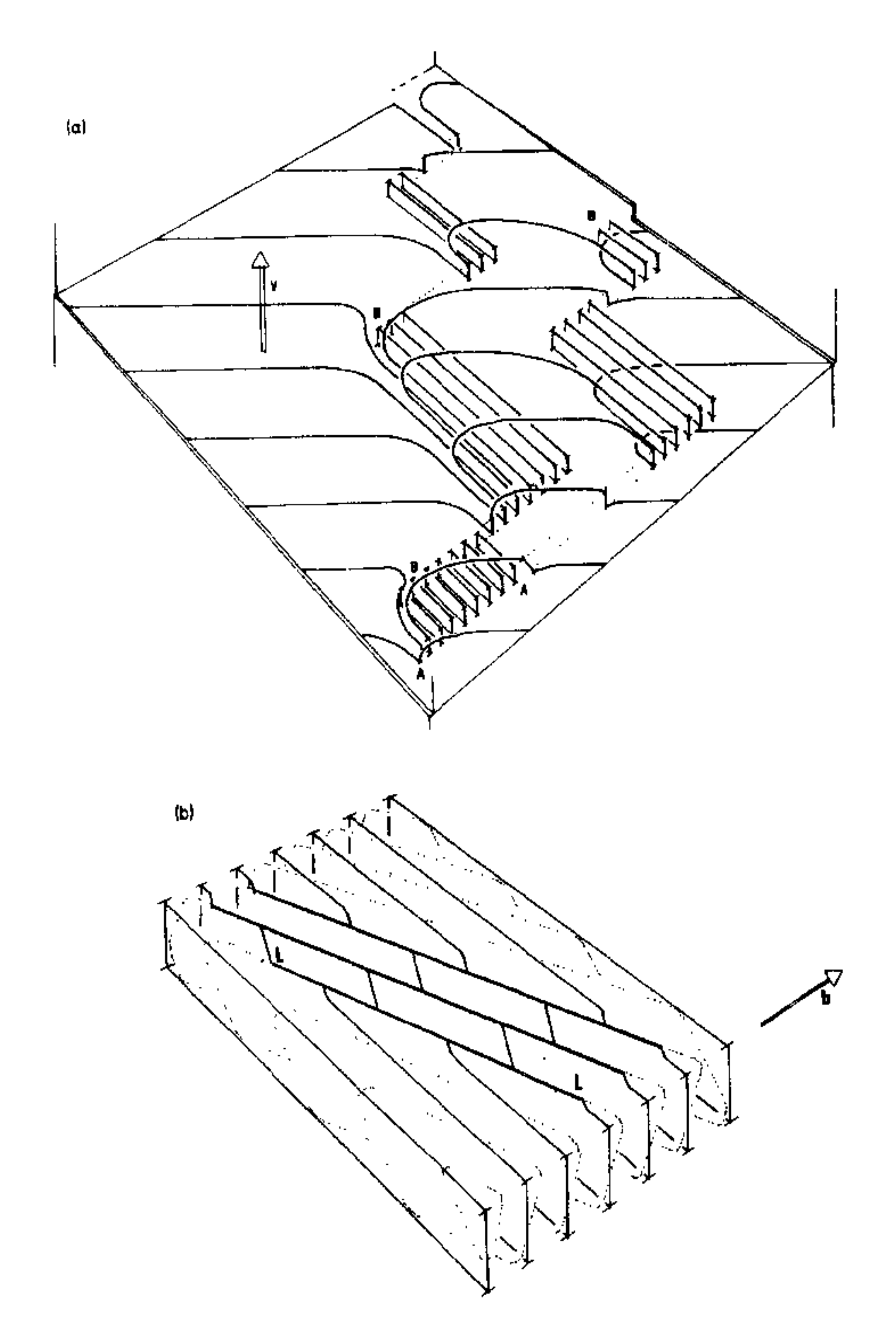


图 2-34 (a) 多极排列形成的示意图。它是通过滑移位错进行交滑移来完成的。(b) 多极排列的塑性松弛示意图。它是通过多极排列的内应力激活的二次滑移(点线)来松弛的。在 f.c.c. 晶体里,初始位错和二次位错的交互作用形成了 Lomer-Cottrell 锁 LL[参见 Jackson(1985b)]

力的激活能的一半,这需要刃型分量的湮没过程。根据 Friede-Escaig 的交滑移模型(Bon-

neville 等，1988），对于第一或第二过程来说，从 1 个或 2 个收敛中可以将这两个因素抽象地与交滑移结合在一起。

2.3.4.5 第一阶段疑题

从表面上看，第一阶段的唯象学是似是而非的。与第二、第三及以后的各个阶段一样，流变应力受林位错密度所控制。在所有的变形阶段，在滑移（初始的）位错与林位错的相吸位错对（二次位错）之间，流变应力的决定性因素很可能是同一个交互作用机制。这种交互作用对第二阶段或第三阶段早期的高无热加工硬化速率产生了影响。然而，第一阶段的加工硬化速率却相当弱。与林位错有关的无热硬化速率依赖于林位错的组分和空间结构，并且已观察到，当位错组织的簇团化增加时（如 2.3.3.3 节和 2.3.3.5 节），在整个第三阶段中加工硬化速率线性降低。然而，如初始滑移面上点腐蚀所证明的那样，第一阶段的林位错结构是均匀分布的，与低能组合态相比，它与第二阶段的林位错结构更相似，然而它却不能使产生内应力和二次滑移的位错环保持不动。在第一阶段中，它仍然处于自相似状态，而且初始与二次位错的比率大约是 10。二次位错的瞬时剧烈贮存导致了第二阶段的开始。没有人怀疑如此骤然的二次滑移激活是由于内应力发展的结果（Basinski 和 Basinski，1979）。从某种意义上说，第二阶段中对位错贮存起作用的非常有效的过程似乎开始工作了。

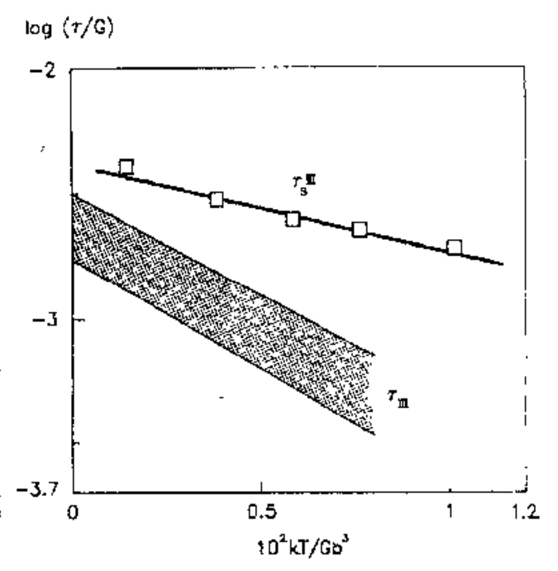


图 2-35 在 Cu 单晶中，第二阶段启动应力 τ_{II} 的温度相关性（阴影区，摘自于 Mitchell 汇编的数据库，1964）与 Cu 多晶扭转试验中所测得的相同阶段饱和应力 τ_s^{II} 的温度相关性进行的比较（摘自 Alberdi 的数据，1985；使用 $\bar{M}=1.67$ 进行转换）

• p. 77 •

对这种转变做出贡献的一个因素就是与滑移位错虚拟平均自由程有关的尺寸效应。为了储存单位长度的位错，对于任何一个无热加工硬化机制 θ_h，虚拟平均自由程都可以看做是单位长度位错运动的距离 Λ（Nabarro 等，1976；Ashby，1970，1971；Kocks，1976）。根据这个定义及式(2-61)得

$$\Lambda = \frac{\alpha^2 b}{2(\theta_h/G)(\tau_c/G)} \tag{2-71}$$

若晶体尺寸 $S \gg \Lambda$，那么可以认为虚拟平均自由程未受到干扰，而且硬化机制在晶体内起作用。若 $S \ll \Lambda$，则可以忽略虚拟平均自由程的贡献。对于第二阶段，$\theta_h = \theta^{I}$

$$\Lambda_1 = \frac{\alpha^2 b}{2(\theta^{I}/G)(\tau_c/G)} \simeq \frac{16b}{(\tau_c/G)} \tag{2-72}$$

在室温下当 $\tau_c \approx 5\times10^{-5}G$ 时，Cu 的第一阶段结束（Nabarro，1986）。对第二阶段来说，这意味着 $S \gg 80\mu m$。Basinski 和 Basinski（1979）指出，当晶体尺寸大于临界尺寸 $S \approx 200\mu m$ 时，随着晶体尺寸的降低，θ^{I} 几乎没有降低；小于临界值后 θ^{I} 值急剧下降（图 2-36）。两张

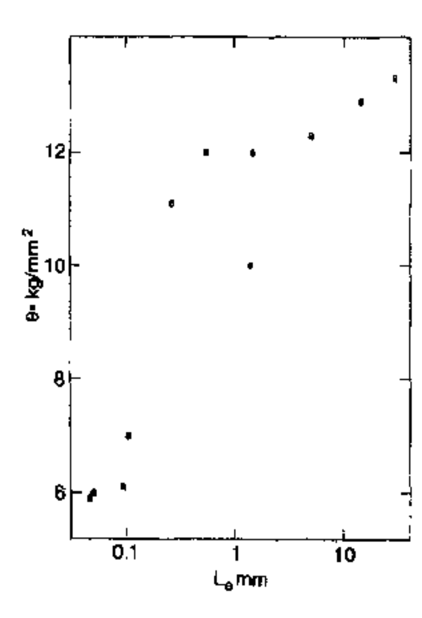


图 2-36　Cu 晶体在室温下变形时，第二阶段的硬化速率 θ_{II} 与尺寸（刃型位错滑移程 L_e）的函数关系［由 Basinski 和 Basinski 绘制（1979）；数据来自 Fourie（1967，1968）］

图比较好的吻合说明在单晶体中，尺寸效应可能是第一阶段和第二阶段初期的决定性因素，它没有利用有可能在第一阶段中产生的任何组织的转变或者是结构的点阵消耗，这与大部分模型相一致。

最近，Nabarro（1986）对第一阶段的机制进行了详细的评述。定性地说，第一阶段行为的基础研究达到了非常的一致性。最近 Argon 及其合作者（Argon 和 East，1968；Argon，1969）又发展了一个更为详细的统计理论。尽管摩擦应力水平、SFE，特别是短程有序对偶极子排列产生影响，但是在第一阶段所观察到的所有位错组态都可以分解成偶极组（"多极"或偶极"碎片"）（Gerald 和 Karnthaler，1989）。在大于位错间距的范围内没有观察到内应力（Mughrabi，1975）。位错滑移距离似乎与晶体尺寸相差不大，几乎没有观察到晶体尺寸对第一阶段加工硬化速率 θ_{I} 的影响（Basinski 和 Basinski，1979）。

· p. 78 ·

在第一阶段发生的各种过程是初始位错环相互作用的结果，在相邻平行滑移面内的外应力作用下，位错环不断进行膨胀。当异号螺位错段的滑移距离接近临界间距 y_s 时，相吸应力足以克服它们在交滑移面上的点阵摩擦应力（加上其它的分量，如固溶等），随后相互湮没。y_s 为

$$y_s = \frac{Gb\sin\beta_{cl}}{2\pi(\tau_0 - s\tau_c)} \tag{2-73}$$

式中，β_{cl} 为初始滑移面与交滑移面间的夹角，τ_0 为交滑移面上的有效"摩擦"应力，s 为交滑移系与初始滑移系的 Schmid 因子比率（Taylor 和 Christian，1967）。这个过程可能并不需要热激活来完成，该过程形成了段状长刃型位错，这种位错与最大高度为 y_s 的林位错段一起在第一阶段占主导地位。林位错密度决定了流变应力值 τ_c，但是，正如前面所争论的那样，不能通过渗透过程贮存任何有效位错长度。然而当位错的滑移距离小于穿透距离 h_e 时，发生了刃型位错段的相互捕获，形成了偶极子［式（2-20）］，

$$h_e = \frac{Gb}{8\pi(1-\nu)(\tau_c - \tau_0)} \tag{2-20}$$

初始偶极子被自由位错扫过，形成了偶极子簇团来克服任何存在的障碍物（已增殖的位错或亚晶界）。对自由位错而言，偶极子的排列不是一种障碍物，至少对低摩擦应力的材料是这样的（Hazzledine，1971）。滑移位错的捕获可以发生在多极或刃型位错段交互作用的情况下。

通过流变应力水平 τ_c，可将临界距离 y_s 和 h_e 联系在一起。应用统计理论，组织结构的其它特征长度都可以用它们来标出（Nabarro，1986）。Argon 和 East 的弹性理论（后来 Argon 做了改进，1969）分析了捕获概率，计算了多极子的生长速率，同时也考虑了在多极子中位错源形成的可能性及它们的损耗。在考虑了通过晶体截面的恒定位错流条件后，Ar-

gon 和 East 推导出对应恒定应变速率 Γ 的应力-应变曲线，该曲线与实验测量结果相一致。

在短程有序的浓缩固溶体中，滑移产生了软化效应。通过 Lüders 带的扩展（忽略加工硬化速率），可以发生不均匀的大范围变形，可以忽略它的加工硬化速率（Gerold 和 Karnthaler，1989；也可以考虑 Neuhauser 和 Schwink，本卷第 5 章）。

2.3.4.6 第四阶段及它与第一阶段的关系

只要点阵中存在异号位错的交互作用，以偶极子形式存在的螺位错段湮没机制和刃型位错段的捕获机制就一定是有效的，即只要晶体学上的滑移一起动就会发生塑性变形。在第二阶段或第三阶段早期出现硬化突变以后，第一阶段聚集机制对总加工硬化几乎不产生任何贡献。但是，一旦到达了第三阶段的饱和状态，该机制了适用于直接的位错聚集过程。然而，此时仅存在滑移位错之间的相互捕获，不存在构成第一阶段组织结构基础的偶极子束。因此，从定量的观点来看，从这个观点上看，应该存在低于 θ_1 的加工硬化速率。事实上，Prinz 和 Argon（1984）已经考虑了这个贡献，并认为它是产生第四阶段加工硬化的原因。下面给出的评判方法较其它方法更简单。

• p. 79 •

一旦达到 τ_c^{I}，对应于第三阶段各过程的虚平均自由程可以被看作是无限的。然而，滑移位错仍然在胞内进行交互作用。在固定应力水平的情况下，假设螺位错立即开始交滑移，而且应变完全由刃型分量来完成。如果 h_e 是刃型偶极子的通过距离[式(2-20)]，y_e 是刃型位错的相互湮没距离（$\sim 6b$，根据 Essmann 和 Mughrabi，1979），位错聚集速率为

$$d\rho^{+}/d\Gamma = 2\rho_m(h_e - y_e)/(\beta b) \simeq \rho_m(h_e - y_e)/b \tag{2-74}$$

式中，ρ_m 为可动位错密度；$\beta>1$，β 是考虑了同时存在几个位错族的一个因子。根据式(2-58)，(2-38)和(2-20)及 $y_e \approx 6b$，

$$\theta_h^N/G \simeq (\theta_m/\rho)[3\times10^{-2} - 3(\tau_c/G)] \tag{2-75}$$

方程(2-75)是 Voce 函数，当 $\tau_c=0$，$(\theta_h^N)_0/G \approx 3\times10^{-3}(\rho_m/\rho)$ 时，它有一个加工硬化极限；当 $h_e=y_e$，即 $y_e\approx 6b$，$(\theta_c^N)_0\approx 10^{-2}G$ 时，它存在一饱和应力。第二个值与实验值（对 Cu 来说为 7.5×10^{-3}G，图 2-37）具有可比性。反推的加工硬化速率与可动位错和总位错密度的比值成正比。对 Cu 来说，Follandbee 和 Weertman（1982）估计该值应在 $3\times10^{-4}\sim3\times10^{-3}$ 范围内（$\Gamma\approx0.3$，第三阶段）。在高应变速率条件下，Follansbee 等（1975）发现随着应变的增加（$\Gamma\approx0.15\sim\Gamma\approx0.60$），该值略微有些降低（从 10^{-2}—2×10^{-3}）。取 3×10^{-3} 来计算（Prinz 和 Argon 利用自己的模型，通过相当严密的方法得到了相同的数值），预测到无热极限值为 $\theta_0^N\approx10^{-4}G$，与实验值相比该值较低，但二者具有相同的数量级[$(3-4)\times10^{-4}G$]。

第四阶段的饱和应力受到刃型位错的相互湮没距离 y_e 的限制，也正是这个参数决定了第三阶段的饱和应力。它以非常自然的方式解释了为什么两个饱和应力具有相同的温度相关性，即相同的活性再回复过程被激活降低了给定温度下胞壁内贮存的位错长度。然而在第四阶段，被其它可动位错扫过的位错合并成偶极子。超过 τ_c^{I} 值后，个别的 Orowan 位错环（或它们的反应物）被立即湮没。这也意味着在胞壁边界没有引入净柏氏 s 矢量增量，只有通过胞壁组织再回复的重新排列才能增加取向差。事实上，在第四阶段刚开始的

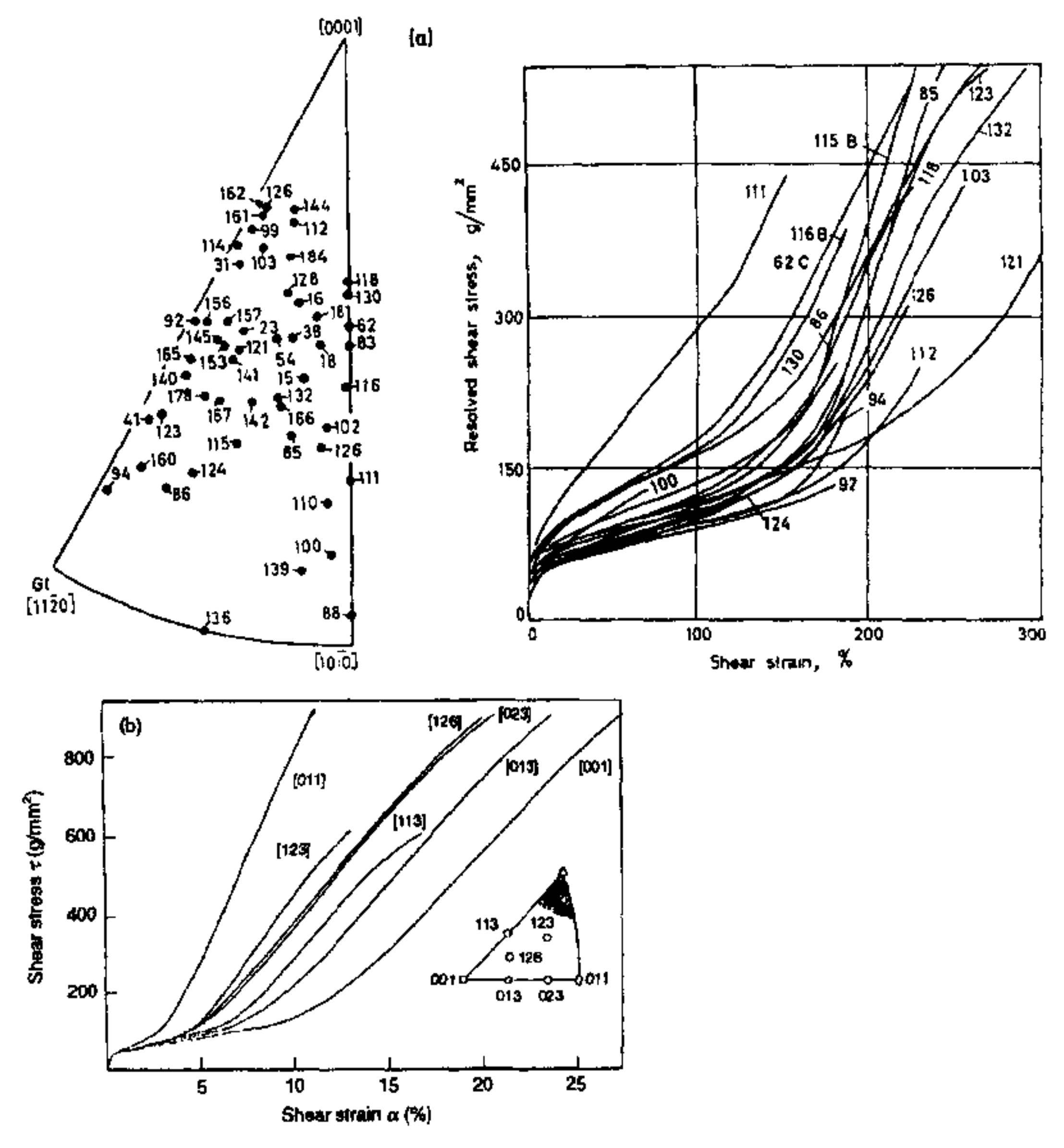


图 2-37 不同单晶材料的加工硬化曲线。由单滑移产生了初始变形。与图 2-1 相比较，(a) 室温下 Zn 晶体取向的影响(Lücke 等,1955)；(b) NaCl(Hessen,1964)

时候，观察到了取向差增长速度的显著降低(Torrealdea,1981;Alberdi,1985)。

• p.80 •

虽然 Rollett 等人(Rollett,1988;Rollett 等,1988,1988)的解释是基于两种加工硬化过程共存的基础(这两个过程以随着变形逐渐演化成不同的两个结构常数为特征，其中一个被另一个暂时掩盖)，但是他们也对第四阶段提出了不同的解释。他们假设在所有第三阶段的发展进程中，每个再回复过程都是不完善的，总有一些难以湮没的碎片被遗留下来，其残余分数为 f。特别是假设这些碎片是由刃型位错偶极子的坍塌形成的棱柱形位错环所组成。因此在第三阶段的整个过程中，碎片的聚集密度为

$$\frac{d\rho_d}{d\Gamma} = f\frac{d\rho}{d\Gamma}, f \ll 1$$

$$(\theta_h)_d = f\theta_r \propto \tau_c, \tau_c \leq \tau_s^{\mathrm{I}} \tag{2-76}$$

• p. 81 •

该方程被一个不断增加的附加硬化贡献所代替。在第三阶段结束处以及超过第三阶段后，比例$(\theta_h)_d \propto \tau_s^{\mathrm{I}}$非常简单精巧地解释了经验定律(2-67)。超过$\tau_s^{\mathrm{I}}$以后，碎片的产生速率是恒定的，并需要扩散过程来再回复。Sainioto 及其合作者主张，用碎片的聚集以及它对流变应力的贡献来解释(如 2.2.6.4 节中所提到的)随着应变的不断增加对 Cottrell-Stokes 定律的偏离现象也不断增加。应该将碎片贡献看作是对上面所提到的偶极子捕获产生交替硬化贡献的一个补充。以小棱柱形位错环形式存在的碎片，对滑移位错仅起到弱障碍物作用(如 2.2.6.4 节中强调的那样)，即它是可穿越的障碍物，没有能力利用 Orowan 环绕机制来增加位错密度。然而，当超过τ_s^{I}后，位错密度增加(Gil Sevillano 等，1980，Zehetbauer 等，1988)。最后的结论是，基于胞状结构两个参数描述基础上的第三阶段和第四阶段的另一种解释与 Nix 等(1985)提出的 Prinz 和 Argon(1984)方法非常相似，并且最近 Haasen(1989)对此再次给予肯定。

2.3.5 晶体结构的影响

在早期的文章中，Nabarro 等(1964)对许多具有不同点阵结构的单晶塑性问题进行了评述。最近，在位错核心与晶体点阵的相互作用对位错可动性影响的基础上，Sesták(1979)对这个问题也发表了一个新的看法，从而得出了面心立方，密排六方和体心立方金属塑性行为方面的差异性。Hassen(1985)对离子晶体的塑性做了评述，Argon 等人的(1972)有关 NaCl 的早期工作表明离子晶体的行为和经历的加工硬化过程与面心立方的具有相似性。最近，Brion 等(1981)、Siethoff(1983)及 Siethoff 和 Schröter(1985，1984)研究了立方硅钻石和立方锗金属高温塑性的相似性与差异。

从这样的观察中所得到的第一个结论是：在相对高的位错滑移和交滑移可动性区内，不同晶体结构的应力-应变曲线和加工硬化行为的温度相关性具有惊人的相似性。另外，在相同的硬化阶段，发现不同晶体的基本位错结构之间存在令人不可思议的相似性。

通过比较不同材料的加工硬化曲线，[例如图(2-37)]，可以肯定这些材料都具有针对面心立方金属所描述的相同接续阶段。根据材料不同的 Peierls 力和堆垛层错能，以及不同的位错-位错间相互作用的可能性，我们可以从定量上来理解各种材料间的差异。

• p. 82 •

同时在某些临界温度以下，体心立方金属中螺位错的可动性受到严格的限制，这种金属也显示出一个唯一的抛物线硬化低温区。TEM 观察结果表明，直位错平行于螺位错的取向。通过刃型位错段的消耗而产生了初始的塑性流变("0 阶段")，其τ_p值较螺位错段的 Peierls 力约低一个数量级。这导致了运动的直螺位错密度的增加。当热激活能够消除螺位错和非螺位错可动性之间的差异时，发生了向中温区的转变，此时位错与固定障碍物的交互作用与 2.2.5 节中所描述的相似。

低于临界温度时，刃型位错滑移越过障碍物受控于扭折聚积到一定临界长度X_c形成的混合位错段。即受控于螺位错的点阵摩擦力，如图 2-38 所示(Louchet 等，1979)。加工硬化产生于不同滑移系上螺位错的交互作用，即螺位错之间的林位错交互作用。TEM 观察结果表明，螺位错是均匀分布的(在低温下二次滑移总是起作用的)。比例$\tau_c = \alpha G b\sqrt{\rho}$

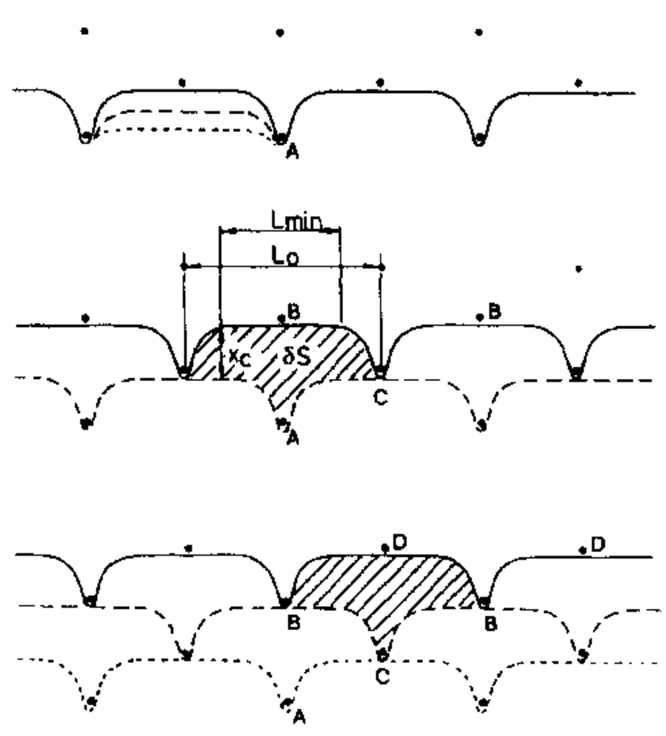


图 2-38　在低温变形过程中，b.c.c.金属中的螺位错与固定障碍物的交互作用。图中标出了位错的顺序位置。对于穿越均匀分布的障碍物来说，用临界角度或临界距离 X_c（障碍物长度）来表征的临界图形被假设为 $\delta S=L_0X_c=\rho_f^{-1}$（Louchet 等，1979）

仍然有效，但正如 Louche 和合作者所说明的那样，此时 α 随温度强烈变化。

位错穿越障碍物的机制为双扭折的形核以及它们移入并聚集在障碍物的旁边，位错这种独特穿越方式的意义是随障碍物密度的增加，临界温度降低[由 $X_c^2(T)\approx\rho_f^{-1}$来决定]，即当应变足够大时，预计（确已观察到）在体心立方金属中发生从"低温"行为到"正常"行为的转变。与第二阶段和第三阶段面心立方位错结构相似，带状的和随后的纵横交错结构到达进一步发展（Taylor 和 Christian，1967；Garrat-Reed 和 Taylor，1979）。然而也注意到，不同的体心立方金属之间无热加工硬化速率存在着显著差异（W，Mo 和〈100〉Fe 为 10^{-2}G，Nb，Ta 或〈110〉Fe 为 10^{-3}G，Takeuchi，1969）。该差异归因于不同的滑移行为和交滑移的难易程度。

• p. 83 •

2.4　致　　谢

衷心感谢 H. Mughrabi 教授给予的鼓励和耐心指导。特别要感谢 C. M. Sellars 教授对手稿进行的部分修订及 J. C. Zubilaga 博士对全部手稿的修订工作。Alicia de Miguel 小姐多次打印了本文，Segunda Pérez 夫人准备了插图，对她们的工作表示谢意。

2.5 参考文献

Aernoudt, E., Gil Sevillano, J., Van Houtte, P. (1987), in: *Constitutive Relations and Their Physical Basis:* Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pederson, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory, pp. 1–38.

Ahlers, M. (1970), *Metall. Trans. 1,* 2415–2428.

Alberdi Garitaonandia, J. M. (1984), Ph.D. Thesis, Faculty of Sciences, University of Navarra, San Sebastián, Spain.

Al-Haidari, J. T., Petch, N. J., de Los Rios, E. R. (1983), *Philos. Mag. A47,* 869, 891.

Altintas, S. (1978), Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley.

Ambrosi, P., Homeier, W., Schwink, C. (1980), *Scr. Metall. 14,* 325–329.

Ardell, A. J. (1985), *Metall. Trans. A 16A,* 2131–2165.

Argon, A. S. (1968), *Mater. Sci. Eng. 3,* 24

Argon, A. S. (1969), in: *Physics of Strength and Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, Mass: MIT Press, pp. 217–244.

Argon, A. S. (1970), *Scr. Metall. 4,* 1001–1004.

Argon, A. S., East, G. (1968), *Trans. Jpn. Inst. Met., Suppl. 9,* 756–767.

Argon, A. S., Takeuchi, S. (1981), *Acta Metall. 29,* 1877–1884.

Argon, A. S., Nigam, A. K., Padawer, G. E. (1972), *Philos. Mag. 25,* 1095–1118.

Armstrong, R. W. (1970a), *Metall. Trans. 1,* 1169–1176.

Armstrong, R. W. (1970b), Advances in Materials Research, Vol. 4. New York: John Wiley, p. 101.

Armstrong, R. W. (1983), in: *Yield, Flow and Fracture of Polycrystals:* Baker, T. N. (Ed.). London: Applied Science, pp. 1–31.

Asaro, R. J. (1979), *Acta Metall. 27,* 445.

Ashby, M. F. (1970), *Philos. Mag. 21,* 399–424.

Ashby, M. F. (1971), in: *Strengthening Methods in Crystals:* Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science, p. 137–192.

Baillin, X., Pelissier, J., Jacques, A., George, A. (1990), *Philos. Mag. A61,* 329–362.

Baird, I. D., Gale, B. (1965), *Trans. R. Soc. (London) A257,* 553.

Barlow, C. Y. J., Bay, B., Hansen, N. (1985), *Philos. Mag. A51,* 253–275.

Basinski, Z. S. (1974), *Scr. Metall. 8,* 1301–1308.

Basinski, S. J., Basinski, Z. S. (1979), *Dislocations in Solids, Vol. 4:* Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North Holland, pp. 261–362.

Basinski, Z. S., Sahoo, M., Saimoto, S. (1977), *Acta Metall. 25,* 657–665.

Bell, J. F. (1964), *Philos. Mag. 10,* 107.

Bell, J. F. (1965), *Philos. Mag. 11,* 1135

Bonneville, J., Escaig, B. (1979), *Acta Metall. 27,* 1477–1486.

Bonneville, J., Escaig, B., Martin, J. L. (1988), *Acta Metall. 36,* 1989–2002.

Boyer, H. E. (1986), *Atlas of Stress–Strain Curves.* Metals Park, Ohio: American Society for Metals.

Brion, H. G., Siethoff, H., Schroeter, W. (1981), *Philos. Mag. A43,* 1505–1513.

Brion, H. G., Haasen, P., Siethoff, H. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys, Vol. 1:* McQueen, H. J., Bailon, J. P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon.

Brown, L. M., Ham, R. K. (1971), in: *Strengthening Methods in Crystals:* Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science, pp. 9–135.

Cagnon, M. (1979), in: *Dislocations et Déformation Plastique:* Groh, P., Kubin, L. P., Martin, J. L. (Eds.). Paris: Les Editions de Physique, pp. 53–66.

Caillard, D., Martin, J. L. (1983), *Acta Metall. 31,* 813–825.

Carrington, W., Hale, K. F., McLean, D. (1960), *Proc. R. Soc. A, 259,* 203.

Chen, H. S., Gilman, J. J., Head, A. K. (1964), *J. Appl. Phys. 35,* 2502.

Christian, J. W. (1983), *Metall. Trans. 14A,* 1237.

Christodoulou, N., Jonas, J. J., Canova, G. R. (1982), in: *Mechanical Testing for Deformation Model Development:* ASTM, Special Technical Publication 765, Rohde, R. W., Swearengen, J. C. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 51–66.

Conrad, H. (1982), *Progr. Mater. Sci. 26,* 123–403.

Cottrell, A. H. (1953), *Dislocations and Plastic Flow in Crystals.* Oxford: Oxford University Press.

Cottrell, A. H. (1958), *Trans. AIME 212,* 192.

Cottrell, A. H., Stokes, R. J. (1955), *Proc. R. Soc. London A233,* 17.

Diehl, J. (1956), *Z. Metallkd. 47,* 331.

Diehl, J., Mader, S., Seeger, A. (1955), *Z. Metallkd. 46,* 650.

Dingley, D. J., McLean, D. (1967), *Acta Metall. 15,* 885–901.

Döner, M., Chang, H., Conrad, H. (1974), *Metall. Trans. 5,* 1983.

Döner, M., Chang, H., Conrad, H. (1975), *Metall. Trans. A 6A,* 1017–1028.

Dorn, J. E., Guyot, P., Stefansky, T. (1969), in: *Physics of Strength and Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, Mass: MIT Press, pp. 133–142.

Duesbery, M. S. (1989), in: *Dislocations in Solids,* Vol. 8: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam, North Holland, pp. 67–173.

Edwards, E. H., Washburn, J., Parker, E. R. (1953), *Trans. AIME 197,* 1525.

Embury, J. D. (1971), *Strengthening Methods in Crystals:* Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science, p. 332.

Embury, J. D., Keh, A. S., Fisher, R. M. (1966), *Trans. AIME 236,* 1252–1260.

Escaig, B. (1968), *J. Phys. 29,* 255.

Essmann, U. (1965), *Phys. Status Solidi (a) 12,* 707 and 723.

Essmann, U. (1966), *Phys. Status Solidi (a) 17,* 725.

Essmann, U., Mughrabi, H. (1979), *Philos. Mag.*

A40, 731–756.
Essmann, U., Rapp, M., Wilkens, M. (1968), *Acta Metall. 16*, 1275.
Estrin, Y., Mecking, H. (1984), *Acta Metall. 32*, 57–70.
Fleischer, R. L. (1962), *Acta Metall. 10*, 835.
Follansbee, P. S., Kocks, U. F. (1988), *Acta Metall 36*, 81–93.
Follansbee, P. S., Weertman, J. (1982), *Mech. Mater. 1*, 345–350.
Follansbee, P. S., Regazzoni, G., Kocks, U. F. (1985), in: *The Mechanics of Dislocations:* Aifantis, E. C., Hirth, J. P. (Eds.). Metals Park, Ohio: American Society for Metals, pp. 237–245.
Follansbee, P. S., Huang, J. C., Gray, G. T. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 1241–1254.
Foreman, A. J. E. (1967), *Philos. Mag. 15*, 1011–1021.
Foreman, A. J. E. (1968), *Philos. Mag. 17*, 353–364.
Foreman, A. J. E., Makin, M. J. (1966), *Philos. Mag. 14*, 911.
Foreman, A. J. E., Makin, M. J. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 511.
Fourie, J. T. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 777.
Fourie, J. T. (1968), *Philos. Mag. 17*, 735–756.
Franciosi, P. (1983), *Acta Metall. 31*, 1331–1342.
Franciosi, P. (1985), *Acta Metall. 33*, 1601–1612
Franciosi, P. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 383–394.
Franciosi, P., Zaoui, A. (1982), *Acta Metall. 30*, 1627–1637.
Franciosi, P., Berveiller, M., Zaoui, A. (1980), *Acta Metall. 28*, 273–283.
Franciosi, P., Stout, M. G., O'Rourke, J., Erskine, B., Kocks, U. F. (1987), *Acta Metall. 35*, 2155–2128.
Friedel, J. (1955), *Philos. Mag. 46*, 1169.
Friedel, J. (1956), *Les Dislocations*. Paris: Gauthier-Villars.
Friedel, J. (1965), in: *High Strength Materials:* Zackay, V. F. (Ed.). New York: John Wiley, p. 154.
Frost, H. J., Ashby, M. F. (1982), *Deformation-Mechanism Maps. The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics*. Oxford: Pergamon.
Frydman, R. (1974), Doctoral Dissertation. Universidad Nacional de Cuyo, Argentina.
Garratt-Reed, A. J., Taylor, G. (1979), *Philos. Mag. A39*, 597–646.
George, A. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 479–490.
Gerold, V., Karnthaler, H. P. (1989), *Acta Metall. 37*, 2177–2183.
Gibeling, J. C., Nix, W. D. (1980), *Acta Metall. 28*, 1743–1752.
Gil Sevillano, J. (1988), *Proc. Conf. on New Structural Materials*. Vitoria, Spain: Servicio Central de Publicationes del Gobierno Vasco, pp. 138–154.
Gil Sevillano, J. (1991), *J. Phys. III, 1*, 967.
Gil Sevillano, J., Aernoudt, E. (1987), *Mater. Sci. Eng. 86*, 35–51.
Gil Sevillano, J., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1980), *Progr. Mater. Sci. 25*, 69–412.
Göttler, E. (1973), *Scr. Metall. 7*, 1269.
Guyot, P. (1966), *Acta Metall. 14*, 955–959.
Haasen, P. (1958), *Philos. Mag. 3*, 384–418.
Haasen, P. (1967), in: *Lattice Defects and their Interactions:* Hasiguti, R. R. (Ed.). New York: Gordon and Breach, pp. 437–454.
Haasen, P. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: Institute of Metals, pp. 312–332.
Haasen, P. (1989), *J. Phys. (Paris) 50*, 2445–2454.
Hall, E. O. (1951), *Proc. R. Soc. (London) B64*, 747–753.
Hansen, N. (1977), *Acta Metall. 25*, 863–869.
Hansen, N. (1983), in: *Yield, Flow and Fracture of Polycrystals:* Baker, T. N. (Ed.). London: Applied Science, pp. 311–350.
Hansen, N. (1985), *Metall. Trans. A 16A*, 2167–2190.
Hansen, N., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 141–161.
Hanson, K., Morris, J. W., Jr. (1975), *J. Appl. Phys. 46*, 983–990.
Hanson, K., Morris, J. W., Jr. (1978), *J. Appl. Phys. 49*, 3266.
Hasegawa, T., Yakou, T., Kocks, U. F. (1982), *Acta Metall. 30*, 235–243.
Hazzledine, P. M. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 765.
Hazzledine, P. M. (1971), *Scr. Metall. 5*, 847–850.
Hazzledine, P. M., Hirsch, P. B. (1967), *Philos. Mag. 15*, 121–159.
Hazzledine, P. M., Hirsch, P. B. (1974), *Philos. Mag. 30*, 1331.
Hernández Olivares, F. (1985), Ph.D. Thesis, Faculty of Sciences, University of Navarra, San Sebastián, Spain.
Hernández Olivares, F., Gil Sevillano, J. (1987), *Acta Metall. 35*, 631–641.
Hesse, J. (1964), Ph.D. Thesis, Göttingen, Germany.
Hill, R. (1966), *J. Mech. Phys. Solids 14*, 95.
Hilscher, A., Wilkens, M. (1989), *Scr. Metall. 23*, 785.
Hirsch, P. B. (1958), Aachen Colloquium, quoted by Sada, 1960.
Hirsch, P. B. (1959), in: *Internal Stress and Fatigue is Metals:* Rassweiler, G. M., Grube, W. L. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, p. 139.
Hirsch, P. B. (1975), in: *The Physics of Metals*, Part 2, *Defects:* Hirsch, P. B. (Ed.). Cambridge: Cambridge University Press, pp. 189–246.
Hirsch, P. B., Mitchell, T. E. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 663.
Hirsch, P. B., Mitchell, T. E. (1968), in: *Work Hardening:* Hirth, J. P., Weertman, J. (Eds.). New York: Gordon and Breach, p. 65.
Hirth, J. P. (1972), *Metall. Trans 3*, 3047–3067.
Hirth, J. P., Lothe, J. (1968), *Theory of Dislocations*. New York: McGraw-Hill.
Hughes, D. A. (1986), Ph.D. Thesis. Stanford University, Dept. of Mater. Sci. and Eng., Calif.
Hughes, D. A., Nix, W. D. (1988), *Metall. Trans. A*

19A, 3013–3024.
Hutchinson, J. W. (1970), *Proc. R. Soc. London A319*, 247 272.
Jackson, P. J. (1983), *Mater. Sci. Eng 57*, 39–47.
Jackson, P. J. (1985a), *Acta Metall. 33*, 449–454.
Jackson, P. J (1985b), *Prog. Mater. Sci. 29*, 139–175.
Jackson, P. J., Siedersleben, M. (1984), *Scr. Metall. 18*, 749–754.
Jiménez Ibáñez, F. J. (1982), Master Thesis, Faculty of Engineering, University of Navarra, San Sebastián, Spain.
Kawasaki, Y. (1974), *J. Phys. Soc. Jpn. 36*, 142–148.
Kawasaki, Y. (1979), *Jpn J. Appl. Phys. 18*, 1429–1438.
Kawasaki, Y., Takeuchi, T. (1980), *Scr. Metall. 14*, 183–188.
Kelly, A., Macmillan, N. H. (1986), *Strong Solids*, 3rd ed. Oxford: Oxford University Press.
Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.) (1971), *Strengthening Methods in Crystals*. London: Applied Science.
Kirchner, H. O. K. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 475–478.
Kocks, U. F. (1966), *Philos. Mag. 13*, 541.
Kocks, U. F. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 737.
Kocks. U. F. (1970), *Metall. Trans. 1*, 1121–1143.
Kocks, U. F. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, Mass: MIT Press, pp. 81–115.
Kocks, U. F. (1976), *J. Eng. Mater. Technol. 98*, 76 893.
Kocks. U. F. (1979), *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys*, Vol. 3. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1661–1680.
Kocks. U. F. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 125–143.
Kocks, U. F. (1987), in: *Unified Constitutive Equations for Creep and Plasticity:* Miller, A. K. (Ed.). London: Elsevier, pp. 1–88.
Kocks. U. F.. Scattergood, R. O. (1969), *Acta Metall. 17*, 1161.
Kocks, U. F., Chen, H. S., Rigney, D. A., Schaefer, R. J. (1968), in: *Work Hardening:* Hirth, J. P., Weertman, J. (Eds.). New York: Gordon and Breach, pp. 151–175.
Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Prog. Mater. Sci. 19*, 1.
Kocks, U. F., Hasegawa, T., Scattergood, R. O. (1980), *Scr. Metall. 14*, 449.
Kocks, U. F., Franciosi, P., Kawai, M. (1991), *Text. Microst. 14–18*, pp. 1103–1114.
Korbel, A., Szczerba, M. (1982), *Acta Metall. 30*, 1961 1968.
Korbel, A., Blaz, L., Dybic, H., Gryziecki, J., Zasadzinski, J. (1979), *Met. Technol. (London) 6*, 391–397.
Kroupa, F., Hirsch, P. B. (1964), *Discuss Faraday Soc. 38*, 49 55.
Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1968), in: *Work Hardening*. Hirth, J. P., Weertman, J. (Eds.). New York: Gordon and Breach, pp. 97 139.
Kuhlmann-Wilsdorf. D. (1985), *Metall. Trans. A 16A*, 2091.
Labusch, R. (1977), *J. Appl. Phys. 48*, 4550.
Labusch, R., Schwartz, R. B. (1976), *Nucl. Metall 20*, 650.
Langford. G., Cohen, M (1969). *Trans. Am. Soc Met. 62* 623
Langford, G., Cohen, M. (1975), *Metall. Trans. A 6A*, 901.
Lavrentev, F. F. (1980), *Mater. Sci. Eng. 46*, 191–208.
Lee, T. C., Robertson, I. M., Birnbaum, H. K. (1990), *Metall. Trans. A 21A*, 2437–2447.
Li, J. C. M. (1963), *Trans. AIME 227*, 239–247.
Li, J. C. M. (1968), in: *Dislocation Dynamics:* Rosenfield, A. R., Hahn, G. T., Bement, A. L., Jr., Jaffee, R. I. (Eds.). New York: McGraw-Hill.
Li, J. C. M., Chou, Y. T. (1970), *Metall. Trans. 1*, 1145–1159.
Loginov, B. M., Predvoditelev, A. A. (1982), *Phys. Status Solidi (a) 72*, 69–77.
Louchet, F., Kubin, L., Vesely, D. (1979), *Philos. Mag. A39*, 433.
ücke, K., Mecking, H. (1973), in: *The Inhomogeneity of Plastic Deformation:* Reed-Hill, R. E. (Ed.). Metals Park, Ohio: American Society for Metals, pp. 223–250.
ücke, K., Masing, G., Schröder, K (1955), *Z. Metallkd. 46*, 792.
lacmillan, N. H. (1983), in: *Atomistics of Fracture:* Latanision, R. M., Pickens, J. R. (Eds.). New York: Plenum, p. 95.
landel, J. (1965), *Int. J. Solids Struct. 1*, 273.
lartín Meizoso, A., Gil Sevillano, J., Fuentes Pérez, M. (1984), *Rev. Metal. Madrid 20*, 205.
lartínez-Hernández, M., Kirchner, H. O. K., Korner, A., George, A., Michel, J. P. (1987), *Philos. Mag. A56*, 641 658.
McLean, D. (1962), *Mechanical Properties of Metals*. New York: John Wiley.
Mecking, H. (1977), in: *Work Hardening in Tension and Fatigue:* Thompson, A. W (Ed.). New York: TMS-AIME, pp. 67–88.
Mecking, H. (1980), *Strength of Metals and Alloys*, in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys*. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1573–1594.
Mecking, H. (1981), in: *Deformation of Polycrystals. Mechanisms and Microstructures:* Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory, pp 73–86.
Mecking, H., Bulian, G. (1976), *Acta Metall. 24*, 249–260.
Mecking, H., Estrin, Y. (1987), in: *Constitutive Relations and their Physical Basis:* Andersen, S. I., Bilde-Sørenson, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lil-

holt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory, pp. 123–145.
Mecking, H., Kocks, U. F. (1976), *Proc. 4th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys*. Nancy, France: Laboratoire de Physique du Solide, ENSMIM, INPL, pp. 334–339.
Mecking, H., Kocks, U. F. (1981), *Acta Metall 29*, 1865–1875.
Mecking, H., Lücke, K. (1969), *Z. Metallkd. 60*, 185–195 and *Acta Metall. 17*, 279–289.
Mecking, H., Nicklas, B., Zarubova, N., Kocks, U. F. (1986), *Acta Metall. 34*, 527–535.
Michel, J. P., Champier, G. (1981), *Philos. Mag. A 43*, 1139–1155.
Mitchell, T. E. (1964), *Prog. Appl. Mater. Res. 6*, 119.
Miyamoto, H., Funami, K., Uehara, M. (1977), *J. Fac. Eng. Univ. Tokyo (B) 34*, 349–369.
Morris, J. W., Klahn, D. H. (1974), *J. Appl. Phys. 45* 2027.
Morris, M. A., Martin, J. L. (1984), *Acta Metall. 32*, 549–561.
Mott, N. F. (1952), *Philos. Mag. 43*, 1151.
Mughrabi, H. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, Mass: MIT Press, pp. 199–250.
Mughrabi, H. (1983), *Acta Metall. 31*, 1367–1379
Mughrabi, H. (1986), *S. Afr. J. Phys. 9*, 62–68.
Mughrabi, H. (1987), *Mater. Sci. Eng. 85*, 15–31.
Mughrabi, H. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 367–379.
Mughrabi, H., Ungár, T., Kienle, W., Wilkens, M. (1986), *Philos. Mag. 53*, 793–813.
Mulford, R. A. (1979), *Acta Metall. 27*, 1115–1124.
Nabarro, F. R. N. (1967), *Theory of Crystal Dislocations*. Oxford: Oxford University Press.
Nabarro, F. R. N. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 7*, Vol. 3: McQueen, H. J., Bailon, J. P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon, p. 1667.
Nabarro, F. R. N. (1989), *Acta Metall. 37*, 1521–1546.
Nabarro, F. R. N., Basinski, Z. S., Holt, D. B. (1964), *Adv. Phys. 13*, 193–323.
Nadgorny, E. (1988), *Prog. Mater. Sci. 31*, 1–536.
Nakada, Y., Keh, A. S. (1966), *Acta Metall. 14*, 961.
Nakada, Y., Keh, A. S. (1969), *Phys. Status Solidi (a) 32*, 715.
Nix, W. D., Gibeling, J. C., Fuchs, K. P. (1982), in: *Mechanical Testing for Deformation Model Development:* ASTM, Special Technical Publication 765, Rohde, R. W., Swearengen, J. C. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 301–321.
Nix, W. D., Gibeling, J. C., Hughes, D. A. (1985), *Metall. Trans. A 16A*, 2215–2226.
Pedersen, O. B. (1987), *Acta Metall. 35*, 2567–2581.
Pedersen, O. B. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 1221–1239.
Pedersen, O. B., Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1981), *Acta Metall. 29*, 1843–1850.
Peirce, D., Asaro, R. J., Needleman, A. (1982). *Acta Metall. 30*, 1087.
Petch, N. J. (1953), *J. Iron Steel Inst. 174*, 25–28.
Prinz, F. B., Argon, A. S. (1984), *Acta Metall. 32*, 1021–1028.
Puls, M. P. (1981), in: *Dislocation Modelling in Physical Systems:* Ashby, M. F., Bullough, R. Hartley, C. S., Hirth, J. P. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 249–268.
Püschl, W., Frydman, R., Schoek, G. (1982). *Phys. Status Solidi (a) 74*, 211–216.
Rollett, A. D. (1988), Ph.D. Thesis, Drexel University, Department of Mater. Eng., Philadelphia. Edited by Los Alamos National Laboratory, LA-11202-T. Los Alamos, NM.
Rollett, A. D., Kocks, U. F., Doherty, R. D. (1987), in: *Formability and Metallurgical Structure* Philadelphia: TMS-AIME. p. 211.
Rollett, A. D., Kocks, U. F., Embury, J. D. Stout, M. G., Doherty, R. D. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 8*, Vol. 1: Kettunen, P. O., Lepisto, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 433–438.
Saada, G. (1960a), *Acta Metall. 8*, 841–847.
Saada, G. (1960b), *Met. Corros. 35*, 317 and 419.
Saada, G. (1963), in: *Electron Microscopy and Strength of Crystals:* Thomas, G., Washburn, J. (Eds.). New York: Interscience, pp. 651–662.
Saimoto, S., Duesbery, M. S. (1984), *Acta Metall. 32*, 147–155.
Saimoto, S., Sang, H. (1983), *Acta Metall. 31*, 1873–1881.
Sastry, D. H., Luton, M. J., Jonas, J. J. (1974), *Philos. Mag. 30*, 115–127.
Schoek, G. (1980), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 3: Nabarro, F. R. N. (Ed.) Amsterdam, North Holland, pp. 63–163.
Schoeck, G., Frydman, R. (1972). *Phys. Status Solidi (a) 53*, 661–673.
Seeger, A. (1957), *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*. New York: John Wiley, pp. 232–329.
Seeger, A. (1958), *Handbuch der Physik*, Vol. VII-2: Flügge, S. (Ed.). Berlin: Springer, p. 1.
Seeger, A. (1968), in: *Work Hardening:* Hirth, J. P., Weertman, J. (Eds.). New York: Gordon and Breach, pp. 27–63.
Seeger, A., Diehl, J., Mader, S., Rebstock, H. (1957), *Philos. Mag. 2*, 323.
Sesták, B. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 5*, Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1461–1482.
Shen, Z., Wagoner, R. H., Clark, W. A. T. (1988), *Acta Metall. 36*, 3231.
Shetty, M. N., Hirth, J. P. (1971), *Met. Trans. 2*, 297–

302.
Siethoff, H. (1983), *Philos. Mag. A 47*, 657–669.
Siethoff, H., Schroeter, W (1983), *Scr. Metall. 17*, 393–398.
Siethoff, H., Schroeter, W. (1984), *Z. Metallkd. 75*, 475–481 and 482–491.
Staker, M. R., Holt, D. L. (1972), *Acta Metall. 20*, 569.
Stroh, A. N. (1953), *Proc. Phys. Soc. London B66*, 2.
Takeuchi, S., Suzuki, T. (1989), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 8*, Vol. 1: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford Pergamon, pp. 161–166.
Takeuchi, T. (1969), *J. Phys. Soc Jpn 27*, 436–443.
Takeuchi, T. (1970), *J. Phys. Soc Jpn. 28*, 855–964.
Taylor, G. I. (1934), *Proc. R. Soc. London 145*, 362 and 388.
Taylor, G., Christian, J. W. (1967), *Philos. Mag. 15*, 873–892 and 893–929.
Thompson, A. W (1977), in: *Work Hardening in Tension and Fatigue:* Thompson, A. W. (Ed.). New York: TMS-AIME, pp. 89–126.
Thompson, A. W., Baskes, M. I. (1973), *Philos. Mag. 28*, 301–308.
Thompson, A. W., Baskes, M. I., Flanagan, W. F. (1973), *Acta Metall. 21*, 1017–1028.
Torrealdea, F. J. (1981), Ph.D. Thesis, Faculty of Sciences, University of Navarra, San Sebastián, Spain.
Torrealdea, F. J., Gil Sevillano, J. (1983), *Strength of Metals and Alloys*, Vol. I: Gifkins, R. C. (Ed.). Oxford: Pergamon, p. 547.
Tylecote, R. F. (1976), *A History of Metallurgy*. London: The Metals Society, p. 8.
Ungár, T., Mughrabi, H., Rönnpagel, D., Wilkens, M. (1984), *Acta Metall. 32*, 333–342.
Ungár, T., Mughrabi, H., Wilkens, M., Hilscher, A. (1991), *Philos. Mag. A 64*, 495–496.
Vetter, R., Fastenau, R. H. J., Van den Beukel, A. (1982), *Phys. Status Solidi (a) 70*, 177–182.
Veyssière, P. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 431–443.
Vitek, V. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials.* London: The Institute of Metals, p. 30–50.
Voce, E. (1948), *J. Inst. Met. 74*, 537–562.
Weertman, J., Weertman, J. R. (1987), in: *Constitutive Relations and their Physical Basis.* Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde, Denmark: Risø National Laboratory, pp. 191–203.
Wilkens, M. (1969), *Acta Metall. 17*, 1155.
Wilson, D. V. (1967), *Met. Sci. J. 1*, 40–47.
Wilson, D. V. (1968), *Acta Metall. 16*, 743.
Zehetbauer, M., Seumer, V., Witzel, W. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 8*, Vol. 1: Kettunen, P. O. (Ed.). Oxford: Pergamon, pp. 451–456.

一般阅读资料

On the flow stress:

Frost, H. J., Ashby, M. F. (1982), *Deformation-Mechanism Maps. The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics.* Oxford: Pergamon.
Kelly, A., Macmillan, N. H. (1986), *Strong Solids, 3rd. ed.* Oxford: Oxford University Press.
Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.) (1971), *Strengthening Methods in Crystals.* London: Applied Science.
Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Prog. Mater. Sci. 19.*

On work hardening:

Basinski, S. J., Basinski, Z. S. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam, North Holland, pp. 261–362.
Clarebrough, L. M., Hargreaves, M. E. (1959), *Prog. Met. Phys. 8*, 1–103.
Hirsch, P. B. (1975), in: *The Physics of Metals*, Part 2, *Defects:* Hirsch, P. B. (Ed.). Cambridge: Cambridge University Press, pp. 189–246.
Honeycombe, R. W. K. (1968), *The Plastic Deformation of Metals.* London: Edward Arnold Ltd.
Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1985), *Metall. Trans. A 16A*, 2091.
Mitchell, T. E. (1964), *Prog. Appl. Mater. Res. 6*, 119.
Mughrabi, H. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, Mass: MIT Press, pp. 199–250.
Nabarro, F. R. N. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 7*, Vol. 3: McQueen, H. J., Bailon, J. P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon, p. 1667
Nabarro, F. R. N., Basinski, Z. S., Holt, D. B. (1964), *Adv. Phys. 13*, 193–323.
Seeger, A. (1957), *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals.* New York: John Wiley, pp. 232–329.
Seeger, A., Wilkens, M. (1967), in: *Realstruktur und Eigenschaften von Reinstoffen II., Int. Symp. über Reinstoffe in Wissenschaft und Technik*, Part 3 Berlin: Akademie-Verlag, p. 29.

On the influence of crystal structure:

Sesták, B. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys, Proc. Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys 5*, Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1461–1482.

On work hardening at large strains:

Gil Sevillano, J., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1980), *Prog. Mat. Sci. 25*, 69–412.

3 大应变时金属的变形和织构

Etienne Aernoudt[1], Paul Van Houtte[1], Torben Leffers[2]

[1]Department of Metallurgy and Materials Engineering,

Katholieke Universiteit Leuven, Leuven, Belgium

[2]Materials Department, Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark

(朱知寿译 曹春晓校)

目录

符号与缩语表

$\boldsymbol{b}$	伯格斯矢量
b_i^s	滑移方向(滑移系 s)上的单位矢量
c	晶格常量
D	晶粒尺寸
E, E_{ij}	宏观应变
$\dot{E}, \dot{E}_{ij}$	宏观应变速率
$\dot{E}_{EQ}$	等效应变速率(通常是根据 von Mises 转变得来的)
$f(g)$	取向分布函数
f_{ij}	局部速率梯度
g	描述晶体学取向的三个 Euler 角的简写
G	剪切模量
G_{ijkl}	协变张量
h, k, l	切变平面(滑移系)或平行于轧制平面的晶面(织构组分)的米勒指数
k	无量纲参数或常数
m	应变速率敏感性指数
M	Taylor 系数
M_{ij}^s	描述在滑移系 s 上单位滑移引起的应变的张量
n	可开动滑移系的数目
n_i	晶粒 i 单位晶界长度增殖位错数目
n_i^s	滑移系 s 中垂直滑移平面的单位矢量
P	单位体积的塑变功
$\overline{P}, \overline{M}$	所有晶粒的 P 和 M 的均值
S, S_i	宏观应力
T	温度
Δt	时间增量
u, v, w	滑移系切变方向或平行于轧制方向的晶体取向的米勒指数
v	孪晶的体积分数
$x_1 x_2 x_3$	多晶体试样的参考坐标
$x_1^c x_2^c x_3^c$	晶体参考坐标
α	晶粒取向(3.4 节)

α　夹杂物与基体之间的耦合系数(3.6 节)

α, α_0　层片和线轴之间的瞬时夹角和初始夹角

a_s　τ_S^C 与一参考值的比值

$\Delta\alpha$　两个晶粒间的取向差

$\dot{\gamma}$　切应变

Γ　一个晶体中的总的滑移

γ_s　在滑移系 s 上的滑移速率

γ^t　切变量

$\dot{\gamma}$　宏观切变速率

ε　拉伸应变

ε_{ij}　局部应变

ε_{ij}　局部应变速率

ρ　位错密度

ρ_G　几何上必要的位错密度

σ_{ij}　局部应力

σ'_{ij}, S''_{ij}　局部和宏观偏应力

τ　宏观切应力

τ^C　τ_S^C 的参考值

τ^C　临界分切应力

τ_S^C　在滑移系 s 上的临界分切应力

τ_s^R　在滑移系 s 上的分切应力

τ_0　晶格摩擦应力

$\varphi_1, \Phi, \varphi_2$　Euler 角(用于描述晶体学取向)

ω_{ij}　局部转动速率

ω_{ij}^L　晶格的转动速率

Ω_{ij}　宏观转动速率

b. c. c.　体心立方

Bs　黄铜

CB　胞单元

CRSS　临界分切应力

DDW　高密度位错墙

FC　全约束 Taylor 模型

f. c. c.　面心立方

FEM　有限元方法

h. c. p.　密排六方

MB1　初生微带

MB2　次生微带

ND　法向

ODF　取向分布函数
OFHC　无氧高导
RC　松弛约束的 Taylor 模型
RD　轧制方向
TD　横向
TEM　透射电子显微镜
2,3,6-D　2,3,6 维

3.1 引　　言

这一章涉及的是与多晶材料大塑性变形有关的问题。大塑性变形指真实应变在 5%以上，没有上限，除非已达到像室温轧制、丝材拉拔等成型过程中所能达到的应变极限。

多晶材料在几个方面与单晶材料不同。多晶材料具有晶界，晶粒间存在不同的晶体学取向。多晶材料通常存在晶体学织构，即某些晶体学取向比其它取向更加择优排列。虽然多晶体材料不像单晶体具有较高的力学性能各向异性，但是也很少是各向同性的。在塑性变形过程中，多晶材料会产生各种各样的内应力，有些是在单晶体变形中所没有的，同时也会产生应变不均匀性，有些与特定应变阶段相关的某些变形机制有关。所有这些均强烈地影响变形过程中的显微组织甚至晶体学织构的形成。

本章的目录表也已反映了上述这些特征。对晶体学取向和织构要点作一简单介绍之后，分四节介绍其总的原理，主要涉及的是单相材料。第一、二节基于位错交互作用讨论了多晶体中的位错增殖和应变不均匀性。后两节主要描述多晶材料的塑变数学模型和形变织构预测。

再下一节讨论单相和双相材料的一些塑变特点。最后一节叙述塑性变形(如交叉轧制或深压延带来的双轴延伸，这一情况在工业薄板材压延加工中常遇到)时发生的应变路径的变化，籍以说明我们现有认识上的局限性。

3.2　晶体学取向和织构的表示方法

晶体学织构将在第 15 卷第 10 章(Cahn，1992)中详述。不过，在这里有必要作一简要说明。在多晶材料中，每一个“晶粒”有其特定的晶格点阵。“晶体取向”表示晶格点阵相对于试样宏观坐标系的取向关系。“试样参考坐标系”用 $x_1x_2x_3$ 表示(图 3-1)。对轧制材料，x_1 通常表示轧向(RD)，x_2 为垂直轧向或横向(TD)，而 x_3 表示轧面法向(ND)。“晶粒参考坐标系” $x_1^cx_2^cx_3^c$ 放置在晶格点阵中三个相互垂直的特征取向上。例如，对立方晶系，即取三个(100)取向为坐标轴向。这样，晶体取向可以用 $x_1^cx_2^cx_3^c$ 取向相对于 $x_1x_2x_3$ 的关系来描述。这种关系通常用三个 Euler 角(Bunge，1982)来表示，见图 3-1 所示。试样坐标系 $x_1x_2x_3$ 先绕 x_3 转动 φ_1 角度，变为 $x'_1x'_2x'_3$，然后再绕 x'_1 转动 Φ 角，此时 x'_3 已成为 x_3^c，最后再绕 $x_3^c(x'_3)$ 转动 φ_2 角即可。通过以上连续转动使试样坐标系转化为晶体坐标系。也有提出其它 Euler 角的定义方法[Bunge (1982)]，但上述表示法是至今为止在织构文献

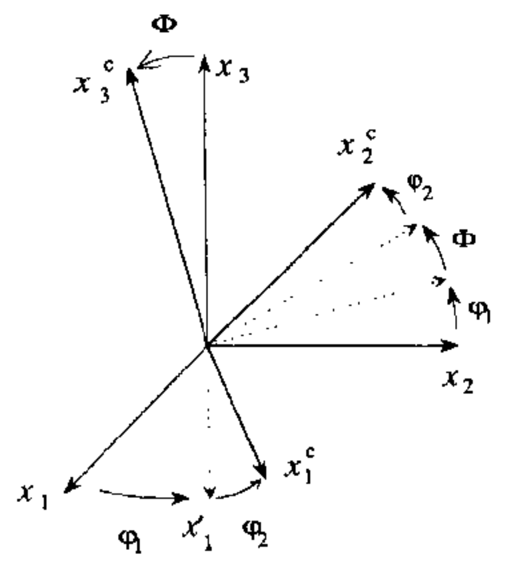


图 3-1　表示晶体坐标系 $x_1^cx_2^cx_3^c$ 相对于试样坐标系 $x_1x_2x_3$ 关系的 Euler 角

中应用最广的。理论上讲，Euler 角 φ_1 和 φ_2 取值范围 0—360°，Φ 取值范围为 0—180°。对轧制（或轧后再结晶退火）的立方金属来说，晶体学对称性使得三个 Euler 角取值范围都可减为 0—90°。即使在这个取值范围内，每个晶体取向还至少存在 3 个等效的 Euler 角表示法(Hansen 等，1978)。

• p. 93 •

另一种广泛使用的表示晶体取向的方法是米勒指数表示法。例如，对轧制变形，$(hkl)[uvw]$表示：轧制平面平行晶体的(hkl)平面，而轧向平行于$[uvw]$方向。这种表示方法的缺点是：通常遇到的晶体取向不是低指数取向，无法用低米勒指数来表示。Hansen 等(1978)已给出一些米勒指数和 Euler 角的相互换算表。

符号 g 常用来表示 $\varphi_1, \Phi, \varphi_2$ 的简写。$f(g)$则常表示晶体学织构的"取向分布函数"(ODF)。通常假设晶粒数目是无限的，那么$f(g)$是一个连续的函数。如果 g 是一个晶体取向，而 dg 表示绕 g 的微单元，那么$f(g)$dg 表示晶体取向在 dg 微单元内的体积分数。$f(g)$永远是非负值。如果所有晶粒都具有相同的取向，则 $f(g)$是一个狄拉克(Dirac)函数。另一方面，对所有的 g，如果晶体取向几率相等，则 $f(g)$等于 1。当然，这两种情况很少见到，在大多数多晶材料中，$f(g)$是一个具有最大和最小值的函数。在一个较大 Euler 空间里，它可以等于 0。有关的详细内容可参阅文献(Bunge，1982)和第 15 卷第 10 章。

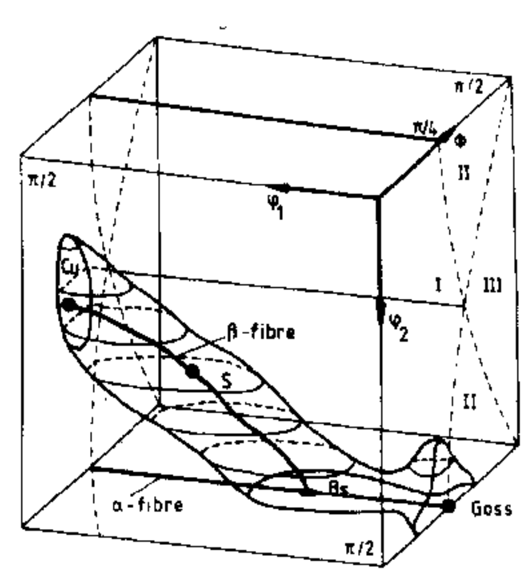
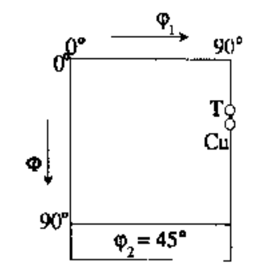
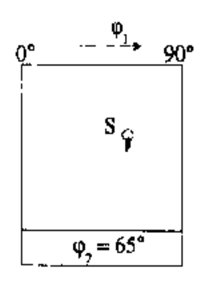


图 3-2　面心立方金属轧制织构在 Euler 空间的 ODF 结构图。用 Miller 指数表示出的几种理想取向见图 3-3 的说明(J. Hirsch 提供)

• p. 94 •

图 3-2 示出了一种 Euler 空间里的具有





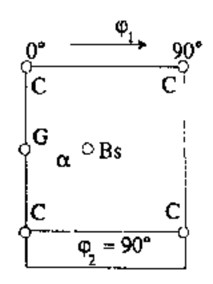


图 3-3　冷轧面心立方金属的几种理想取向和 α-纤维织构在几个常用的 Euler 空间截面中的位置。C—(100)[001](立方织构)；G—(110)[001](高斯织构)；Bs—(110)[$1\bar{1}2$](黄铜织构)；Cu—(112)[$11\bar{1}$](铜织构)；T—(44 11)[11 11 $\bar{8}$](Taylor 织构)；S—(123)[$63\bar{4}$]

高取向密度[即高 $f(g)$值]的取向"管道"，这种取向"管道"常见于中等或较高堆垛层错能的面心立方金属的典型形变织构("轧制铜织构")中，其取向符号的解释见图 3-3 的说明。"纤维"即"管道"的中心轴线(在黄铜中其方向是变化的)。Cu，S，Bs 和 G 等的"理想取向"

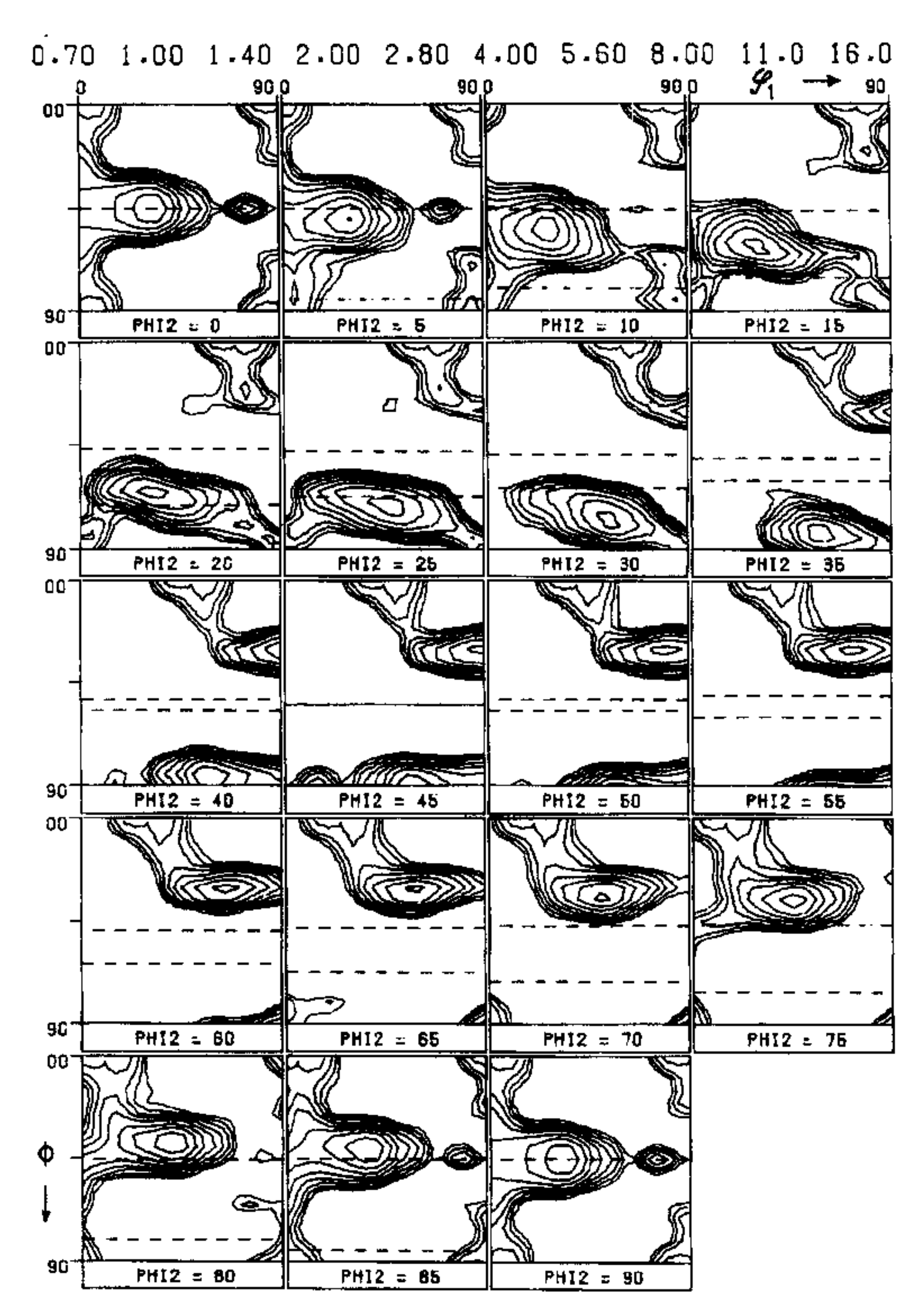


图 3-4　3004 铝合金经 86%轧制变形后的 ODF 恒 φ_2 截面图。取向分布函数值用等高线表示。等高线值标于图的上方。这一图例中，每个截面图中主要部分是一个“空白区”，这些“空白区”代表其分布函数值低于等高线的最低值(但不低于零值)

是一些低指数的取向，见图 3-3 所示。图 3-4 是一个常见的 ODF 表示法。

• p. 95 •

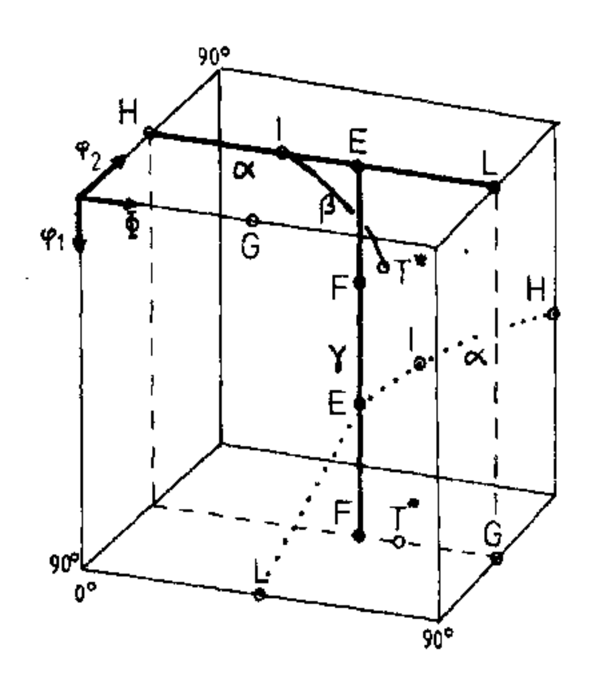


图 3-5 体心立方金属的轧制织构 ODF 结构图。其理想取向的米勒指数见图 3-6 的说明(Emren 等，1986)

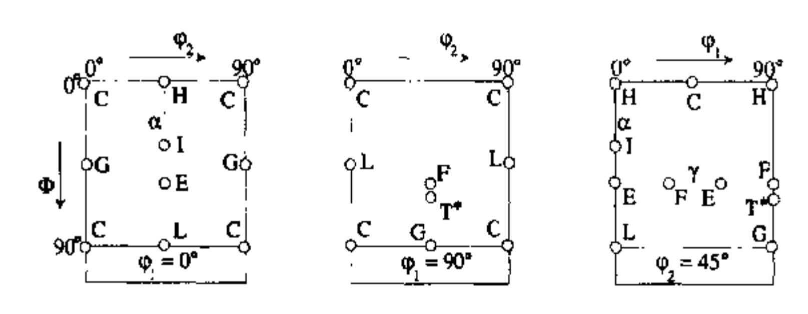


图 3-6 体心立方金属冷轧或(和)再结晶织构的理想取向和 α-及 γ-纤维织构取向在几个常用的 Euler 空间截面中的位置

C——(100)[001]立方织构，H——(100)[0$\bar{1}$1]旋转立方织构；

G——(100)[001]高斯织构；T*——(11 11 8)[$\bar{4}\bar{4}$11]体心 Taylor 织构；I——(211)[0$\bar{1}$1]；

E——(111)[0$\bar{1}$1]；F——(111)[11$\bar{2}$]；L——(110)[1$\bar{1}$0]

具有低层错能的面心立方金属的形变织构(“铜型轧制织构”)是很相似的，但主要是以 Bs(黄铜型)织构组分占主导。同时，图 3-5 和图 3-6 示出了体心立方金属的轧制和再结晶织构图。要注意的是，图 3-2 和图 3-5 没有标出各种取向的等效 Euler 角。

3.3 极端模型

• p. 96 •

在 3.6 节中将讨论用数学方法建立的多晶体材料塑性变形的几种模型。但是，对初涉

这一领域的读者需了解 3.4 节和 3.5 节中已建立的模型的基本物理含义。本节主要简述两种"极端"模型即 Taylor 模型和 Sachs 模型的必要的背景知识。为简化起见，只考虑宏观均匀变形情况(除可能的微观尺度上的偏量外不存在空间应变分量)。

Taylor 模型(Taylor，1938)假定微观应变相对宏观应变来说是一致的。根据这一假设，试样的应变在整体上是一致的。这可通过多滑移系开动来实现：对每个晶粒至少要有 5 个激活的滑移系。均匀应变模型保证了应变的连续性。

Sachs 模型(Sachs，1928)则假定：在每个晶粒内各自只有一个滑移系开动(直到它们达到一种有利取向可以使更多滑移系被激活为止)。

以拉伸变形为例，在外加拉应力作用下，滑移首先在分切应力最大的一个滑移系发生。单滑移模型将导致不同晶粒产生不同的应变，如忽略某种织构效应，其平均应变仍将是轴对称拉伸应变。由于存在应变的不均匀性，应变连续性需做更多的假设[例如，可用"改进的 Sachs 模型"(Pedersen 和 Leffers，1987)]才行。

3.4 变形状态

变形状态是以位错增殖(或其它缺陷增殖)的产生为特征的。在塑性变形过程中，位错行为方式包括：位错的产生、位错的运动、位错与预先存在的结构(在单相材料中主要是晶界)的交互作用、位错之间的交互作用及部分湮灭等过程。在一个给定的应变下，所有未湮灭的位错构成了形变组织状态。此外，晶粒形状也发生变化。例如：压缩时的晶粒变得扁平，这不是由于位错或其它缺陷的增殖，而是由应变的增加而引起的。晶粒形状是一个在变形模式中有重要意义的结构因素(见 3.6 节)。

• p. 97 •

要充分描绘出位错分布，包括柏氏矢量的分布，需要对变形状态，亦即对变形过程要作更加深入的理解。实际上，这种描述已远超出了现有实验所能达到的条件。所以，这里把位错增殖分解成几个不同方面来分别定性或半定量地讨论。

增殖位错可以(i)被晶界吸收，(ii)作为形变诱发的复杂位错组态中的各个组成部分(如位错墙和亚晶界)，或(iii)作为单个位错段储存于位错网中。

3.4.1 晶界位错增殖

上述第(i)种位错增殖过程如图 3-7 所示。晶粒 1 和晶粒 2 相遇的一个晶界，受水平方向的拉伸应变作用。假设激活滑移系的滑移面垂直于纸平面，滑移方向位于纸平面内。刃型位错滑移被阻止于晶界处，两个异号位错相遇时发生部分湮灭，结果如图 3-7 所示。

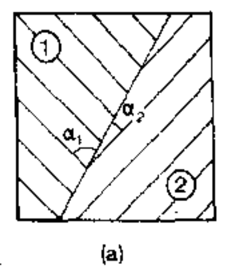
未被抵消的柏氏矢量分量在两个晶粒间产生一个取向改变，即从图 3-7(a)到图 3-7(b)。如果晶粒 1 和晶粒2 的切应变分别为γ_1 和 γ_2，则晶粒间的取向差 $\Delta\alpha$ 可以用下式表示：

$$\Delta\alpha = \Delta(\alpha_1 + \alpha_2) = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2 = \gamma_1\sin^2\alpha_1 + \gamma_2\sin^2\alpha_2 \tag{3-1}$$

每一晶粒就像是一叠可滑动的与一界面接触的纸牌：例如，当 $\alpha' \sim 90°$时，$\Delta\alpha_1 \sim \gamma_1$；当 $\alpha_1 \sim 0°$时，$\Delta\alpha_1 \sim 0$，晶粒 1 单位晶界长度增殖位错数目为

$$n_1 = \frac{\gamma_1}{b}\sin\alpha_1 \tag{3-2}$$

式中，b 是伯格斯矢量的模(忽略两个晶粒位错之间的反应)。当两个晶粒间的取向关系发生变化时，表明至少两个晶粒中的一个晶粒晶体取向相对试样坐标系发生了变化。实际上，各个晶粒与其它许多相邻晶粒间的多种交互作用使所有这些晶粒(除这些具有"稳定最终取向"的晶粒外)的晶体取向发生了变化正如图 3-7 所示。这样，过程(i)导致了形变织构的形成。



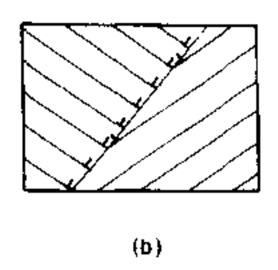


图 3-7 拉伸变形过程中晶粒 1 和晶粒 2 间的取向变化和晶界位错的增殖示意图。(a) 变形前；(b) 变形后(拉伸轴向为水平方向)

• p. 98 •

值得注意的是，通过位错增殖过程形成织构从而改变晶粒间的取向关系将产生材料内部状态的改变。一个简单的取向变化而未引起内部状态的变化，正如在单晶体材料变形中看到的，没有位错增殖现象发生。

图 3-7(a)，(b)示出，在变形过程中两晶粒间的晶界被缩短了。如果两个晶粒的滑移过程是理想的位错偶，则产生了相同的晶界缩短效应，位错在晶界上的堆积将形成无长程应力的位错墙。用与(3-1)，(3-2)式相似的符号转换法，得到晶界缩短的条件关系式

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\gamma_1}{2}\sin 2\alpha_1 = \frac{\gamma_2}{2}\sin 2\alpha_2 \tag{3-3}$$

在图 3-7(a)中，两个晶体的滑移平面与拉伸方向的夹角为 45°，即 $\alpha_1+\alpha_2=90°$。因此，相同的缩短量条件(因而无长程应力)为 $\gamma_1=\gamma_2$。若滑移过程不是理想偶合的，就会产生不同的缩短量，结果就会存在与晶界位错增殖有关的长程应力(这里指晶界滑移可以忽略的温度下)。所以晶间应力是位错增殖过程(i)的结果。这些晶间应力对在 3.6 节中讨论的多晶体塑性变形模型是很重要的，尽管对其产生的原因在这些模型中不必考虑。

等式(3-3)是界面不匹配应力为零的条件。这意味着当存在有限的界面不匹配应力时，该条件不能满足。但是，该式可以有一个窄的偏差：不匹配应力等于两晶粒间的 $\Delta l/l$ 和弹性模量的乘积，而其上限值与流变应力的数量级相当。所以，在大应变量时，式(3-3)只能近似满足。

晶界处的位错增殖过程(过程(i))可以说是多晶体变形的基本的位错增殖过程。原则上可以想象，塑性变形可以没有晶内位错增殖过程(ii)和(iii)，而不能没有过程(i)。根据过程(ii)和(iii)，Taylor 模型可以不要求位错增殖过程，当然也不排除这种可能性(见 3.5.1 节)。晶界上的位错增殖过程是"几何必要条件"(Cottrell，1964)，因为不同晶粒间的滑移的方式存在必然的差异。过程(i)的基本特征也反应在基本组织结构组元中，它们导致或可以导致织构和晶间应力的形成。

晶界吸收位错的详尽机理还不清楚。在透射电子显微镜(TEM)中，在合适的衍射条件下，可以观察到位错吸收而成为内禀位错(例如 Randle 和 Ralph，1988)。但是，即使在最佳的观察条件下，经一定大小的应变后，也只能看到一小部分的晶界面的位错增殖现象。由过程(i)引起的位错增殖主要是通过它们的各种效应观察到，即织构和晶间应力。这种"可观察性"是指微观分析的可见性和(例如用衍射方法实现的)宏观/统计测量的可见性。

• p. 99 •

3.4.2 晶内位错增殖

位错增殖过程(ii)和(iii)可以直接用 TEM 观察到。例如复杂位错结构(ii),单个位错(iii),或具有单个可见位错的复杂结构[(ii)+(iii)]。很难划定过程(ii)和过程(iii)的明显界线。

如果与过程(i)有关的几何必需位错增殖代表一个极端,那么与过程(ii)有关的位错在很小范围增殖形成的胞或亚晶粒,或与过程(iii)有关的均匀位错增殖则代表另一极端。这些位错在几何上是剩余的,即它们不会增殖,因为这是在较宏观尺度上某些不均匀性所要求的;它们也增殖,这是因为没有位错的增殖,位错的产生和运动实际上不可能发生。这是加工硬化的主要原因。根据临界分切应力 τ^c 的基本表达式

$$\tau^c = \tau_0 + kGb\sqrt{\rho} \tag{3-4}$$

式中,τ_0 为晶格摩擦阻力,k 为无量纲系数,G 为剪切模量,b 为伯格斯矢量的模,ρ 为位错密度,大多数情况下,特别是大应变量时为剩余位错密度。

晶界上的位错增殖不包括在(3-4)式的 ρ 中。

在这一章中不详细讨论加工硬化问题,加工硬化在第 2 章和第 4 章中讨论。但是,这里只对(3-4)式做一简要说明。对 τ_0 的简单解释是晶格摩擦阻力和位错摩擦阻力项(后一项是主要的)两项之和,但位错摩擦阻力是各向异性的。k 一般取值范围为～0.1—1,它与位错组态的几何性质有关,也与外加应力的取向有关。此外,应变也是一个重要的几何参数之一。例如,本征硬化概念(第 2 章)需要方向性。Christodoulou 等(1986)已提供了一个直接实验,它证实了在多晶铜亚晶粒中位错增殖的取向性:即通过反向应变,使在正向应变中形成的亚晶粒消失,而经一定的反向应变,新的亚晶粒再次形成。

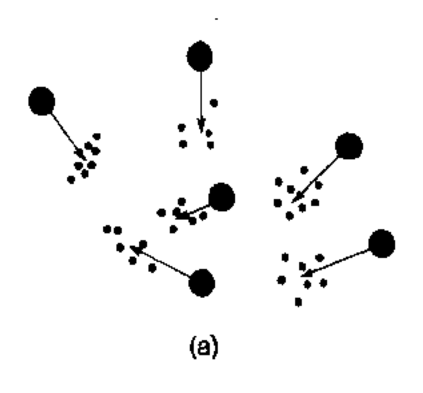
在 3.4.1 节中认为织构的形成起因于晶界位错增殖。但是,这里还应考虑所有几何相关位错增殖及晶内位错增殖在织构形成过程中的作用。例如,如果在一个晶粒的两个部分中存在不同的滑移模式,几何相关位错会在晶粒内形成位错墙[过程(ii)]。这样,一个晶粒将形成两个不同取向的部分,这就对织构的形成产生影响。其机制与晶界位错增殖本质上是一样的:用一零取向差异代替有限取向差异,具有很高晶内不均匀性的变形对织构形成的影响也很大。对应变(或晶粒)不很大时,织构形成主要由晶界位错增殖过程所控制,而几何相关位错在晶内增殖增加了晶体取向的分散性。图 3-8 示出了这种二维取向分布情形。变形前几个有限的晶粒的取向分布用实心圆表示。晶界位错增殖[过程(i)]伴随着几何相关位错增殖而形成分立的分割晶粒的位错墙[过程(ii),见图 3-8(a)],而图 3-8(b)表示出了过程(i)伴随着连续分布的几何相关位错增殖过程[过程(iii)],结果分散了取向分布。剩余位错增殖对织构没有直接的影响。

· p.100 ·

正如刚才对织构的描述那样,伴随晶界位错增殖产生的晶间(晶内)应力是由通过与晶内的几何相关位错增殖有关的晶间应力补充的。晶间应力和晶内增殖位错间存在双重关系:晶内的几何相关位错因晶间应力的变化而增殖,而位错增殖(如形式位错墙)可以产生晶间应力从而改变位错墙间的滑移特点。实际上,很难通过实验来区分晶内和晶间应力效应。由 Pedersen 和 Leffers(1987)引用的常变内应力的复杂模型是与晶界位错交互作用有关的晶内和晶间应力的组合。

虽然主要讨论单相材料的织构，这里有必要提一下绕硬质点的几何必需的位错增殖过程。这种位错增殖实际上是 Ashby(1970)讨论的几何相关位错的主要内容。这种位错增殖也伴随着取向变化、内应力和储存能。最近 Humpherys 和 Kalu(1990)已提供了绕颗粒的位错增殖的深入实验观察和理论解释。

· p. 101 ·



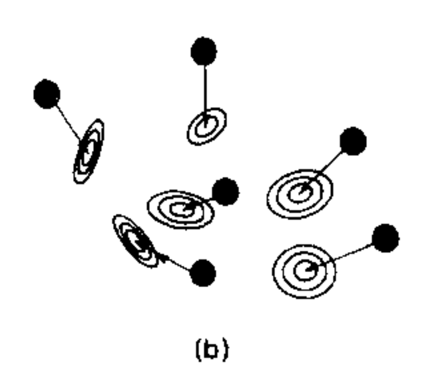


图 3-8 6 个晶粒变形过程中的取向变化的二维示意图。图中箭头表示过程(i)相关的平均取向变化。此外还有与过程(ii)(a)和(iii)(b)有关的取向变化

3.4.3 面心立方材料

迄今为止已讨论的变形状态一般可适用于任何塑性材料。这些通用原理在特定的组织和织构中的应用受很多因素的影响，如材料性能、位错特性等，不同的材料具有不同的情形。重要的参数有：物理上等同的滑移系族数；每个滑移系族中滑移系的数目；属于不同滑移系族的位错的相对可动性(一般的滑移，交叉滑移，攀移等)；不同滑移系中的刃型位错和螺型位错的相对可动性；位错的分解和部分位错的可动性(堆垛层错和孪晶)。这些参数取决于位错芯结构特点，但在大多数实际情况中，这些参数只是或多或少知道一点的经验参数，特别是一些参数还知之甚少。

在 3.5 节中将讨论基于实验观察基础上的面心立方属的非均匀流变和其组织特征。这节对面心立方金属变形状态的总论可见于 3.5 节的有关部分。

文献中已有一些现象说明在面心材料中除{111}晶面外的其它晶面也都可以成为滑移平面。由此 Haessner(1963)、Bacroix 及 Jonas(1988)提出的非八面体滑移对室温和高温下的织构形成起了重要的作用。

在 3.5 节中，假设室温变形时{111}是唯一重要的滑移面，可动位错可以是全位错(柏氏矢量 1/2〈110〉)或者是不全位错(柏氏矢量 1/6〈211〉)，后者会在位错移动后留下堆垛层错或孪生。

在面心立方金属中观察到两种现象："铜型"和"黄铜型"现象。两者的区别在变形织构中明显反映出来，特别是轧制织构，即分别是铜型或黄铜型织构，参见 3.2 节及 Hirsch 和 Luke(1988)，Leffers 和 Juul Jensen(1991)。充分发展的铜型轧制织构特点是一条从取向{211}〈111〉到{110}〈112〉的"取向管道"；而充分发展的黄铜型织构是以{110}〈112〉为主要取向，并分布至{110}〈001〉取向为特征，见 3.2 节。

在室温下，"铜型"现象具有较高和中等堆垛层错能材料的特征，而"黄铜型"现象是具有较低层错能材料的特征。除银以外的所有纯面心立方金属在室温下具有铜型现象，而银及其它合金包括黄铜和奥氏体钢具有黄铜型现象。提高轧制温度和降低应变速率易于形成铜型织构，而降低轧制温度和增加应变速率使织构趋向于形成黄铜型。温度的变化可以导致织构类型的变化(Hu 和 Cline，1961；Hu 和 Goodman，1963)，而实际上应变速率的变

化对织构的变化影响较小(Leffers,1968a)。

• p. 102 •

黄铜型现象在位错尺度上具有"平面滑移"特征。在变形初期,这将导致位错在晶界上的堆积。在变形后期,黄铜型现象的特征是在单个滑移平面内的滑移(3.5.2节)和部分位错效应(堆垛层错和孪生片层)。这些平面滑移的特征是在具有铜型现象材料中所没有的。微观上看,铜型现象中剩余位错形成了胞或亚晶粒,而在黄铜型现象中,这些位错则呈均匀分布。在3.5节中将详细讨论铜型和黄铜型现象的组织结构上的区别,以及引发的变形特征上的差异—包括具有铜型现象的材料的一些变异行为。

铜型和黄铜型现象的差异可以归结于不同交滑移频率(Dillamore,1970)。对于低交叉滑移频率情况,即低层错能材料、低变形温度和高应变速率时常常见到的现象,位错被紧紧滞留在滑移面上,称这一滑移为平面滑移。对于高交滑移频率情况,即和上述相反的条件下常见到的,位错易于滑出滑移面。在室温下,这种现象与层错能有关。但必须强调的是,随变形温度的变化导致的变形类型的改变主要是由温度变化引起的,而不是由此时的层错能的改变引起的。例如,当变形温度提高时,银的变形类型从黄铜型向铜型现象变化(Hu和Cline,1961),尽管此时的堆垛层错能是降低的(Saka等,1978)。

最近,一些研究者(如Gerold和Karntholer,1989)提出短程有序和短程团聚体(不特指大应变时的织构形成和显微组织)是平面滑移的主要原因(而不是低的堆垛层错能)。但是,这里铜型和黄铜型现象差别的精确的原子尺度上的原因不是特别重要,所以这里不展开讨论。

3.5 不均匀流变与显微组织

在3.4节中不均匀流变主要表现在晶内增殖位错密度的不均匀性[过程(ii)和(iii)]。位错胞和亚晶粒的形成本质上不包括这种关系;这些不均匀性可以认为是代表显微组织的"原子尺度",但位错胞/亚晶粒结构上的变异是相关联的。

这一节将讨论观察到的非均匀性的几种类型。由于材料和变形条件的不同可发生很大的变化,所以有必要限制讨论的范围。主要讨论在室温下变形的面心立方材料,特别是轧制材料。在这种限制条件下,虽然不能包括所有非均匀性类型,但可包括大部分类型。这里引用3.4.3节的定义按堆垛层错能的大小来对材料进行分类。我们还将分别讨论晶粒尺度的不均匀性(3.5.1节),"组合结构"尺度范围(3.5.2和3.5.3节),大尺度范围的不均匀性,切变带(3.5.4节)和很大应变量下的晶粒概念的变异(3.5.5节)。"组合结构"(如Leffers和Juul Jensen,1991)是指在一个晶粒内可以重复出现几次或很多次的结构单元。组合结构可以在一个或两个尺寸方向上(但显然不会出现三个尺寸方向)具有晶粒尺度。它们在不具有晶粒尺度方向具有重复性。这里要详细讨论黄铜及其它低层错能面心立方材料的组合结构,因为人们对它在变形全过程的作用已很清楚了。而组合结构在具有高层错能面心立方材料中的作用目前知之甚少,所以这里只对它作一简要的总结。

• p. 103 •

3.5.1 晶粒尺度的不均匀性

不均匀性与晶粒结构有关:可以是穿晶性的,也可以是集中于晶界附近的,还可以是

连续变化的或局部不均匀性的。这些不均匀性包括观察到的晶格取向的变化、位错结构的变化(包括胞/亚晶尺寸)、表面滑移结构的变化和表面测得的应变的变化等。

粗略地综合文献中发表的所有现象可用简单的一句话表达:一切可能变化的事物都将会发生变化[见 Thompson(1977)和 Leffers(1981)的综述]。观察到的穿晶变化是有共性的,但通常这些变化在晶界附近最明显。经典的实验结果之一是 Boas 和 Hargreaves (1948)观察到的拉伸变形粗晶铝的应变变化。晶粒内和跨晶粒的变化很大。Bretheau 和 Caldemaison(1981)在晶粒尺寸 100μm 的铜和晶粒尺寸 200μm 的铁中也观察到了相似的情况。

Bay 和 Hansen(1981),Barlow 等(1985)研究了晶粒尺寸为 20－400μm 的铝经 30%轧制变形后晶粒尺度不均匀性,得到主要结果如下:沿晶界存在许多带状结构;穿越这些带状结构(离晶界～10μm 处),存在晶格取向的累积变化;晶界附近的胞尺寸不同于晶内的胞尺寸(表明在应变或/和滑移模式上存在差别);晶界附近区域的表面滑移迹象不同于晶粒内部。Hansen 等(1985)也在经 90%轧制铝中观察到表面滑移的大的晶粒尺度不均匀性。经 20%－80%压缩变形的铝中,Biller 和 Doherty(1977),Faire 和 Doherty(1979)观察到许多晶粒被分割成"形变带"[Hu 的术语(1962)]。这意味着形变带被转变带("微带",Hu 的术语)隔开。在铝中通常观察到的结果是,随晶粒尺寸的增加晶粒尺度不均匀性增加。

• p. 104 •

Leffers(1975a)在经 50%轧制变形的铜(晶粒尺寸～30μm)中观察到很大的晶粒尺度的不均匀性:整个晶粒内的晶格取向存在累积性变化,尽管在晶界附近表现最为明显;晶粒也时常被形变带分割;沿许多晶界存在带状结构;在许多晶界附近具有不同的滑移线结构。Hansen 和 Ralph(1981)在经 0.2 拉伸应变铜中观察到晶界附近的平均亚晶尺寸比在晶内的要小,在轧制铜中,孪生层片(见 3.5.2)作为一个明显标记,清楚地表明了弯曲造成的晶内取向变化。在高于～20%变形的含 15%Zn 的黄铜中可经常观察到这样的弯曲孪生(Leffers,1975a,b;Leffers 和 Bilde-Sφrensen,1990)。在一些晶粒里曲率半径近似不变,而在另一些晶粒中,晶界附近的曲率半径特别小。表面滑移迹象观察表明在大部分晶粒中存在滑移线结构的穿晶变化。

可以从概念上区分两种类型的晶粒尺度不均匀性:(i)晶格取向和滑移线模式的不均匀性,而不存在明显的应变不均匀性,(ii)晶格取向、滑移线模式组织的不均匀性,同时也存在明显的应变不均匀性。第(i)种不均匀性可以在 Talor 变形模式中产生,但也不能排除观察到的某些晶粒尺度不均匀性属于这一类型,例如形变带中的亚单元(Dillamore 等,1972)。可是,多数观察到的晶粒尺度不均匀性属于类型(ii),即它们极不同于 Taylor 变形模型。与 Taylor 模型不同的理论意义将在 3.6 节中讨论。这里主要讨论显微组织的影响,包括晶粒尺寸对流变应力的影响,即 Hall-Petch 效应(Hansen,1985)。

如前所述,不均匀应变表明几何相关位错在晶内的增殖,例如反映在晶格取向的变化等。Ashby(1970)将晶内几何相关位错的均匀分布认为是一个粗略的近似。上述显微结构的观察表明几何相关位错集中分布在晶界附近。另外,几何相关位错密度随晶粒尺寸的增加而增加—这也提供了晶粒尺寸对流变应力影响的标准解释[Ashby(1970)和 Thompson (1977)]。

在 Ashby 的简单方法中，几何相关位错密度 ρ_G 由下式决定：

$$d\rho_G = \frac{kd\varepsilon}{bD} \tag{3-5}$$

式中，ε 为拉伸应变，b 为伯格斯矢量的大小，D 为晶粒尺寸，k 为常数。

实际上还很难对晶粒尺寸与 ρ_G 的关系作出理论估计。k 的平均值与形变不均匀性成正比，其影响因素也很多。k 值受晶内的和晶间的局部变形的影响。当 D 值变化较大时，k 值会随变形模型的变化而改变。最后，组合结构(3.5.3 节)对 ρ_G 也有影响，这种影响也与晶粒尺寸有关(Hansen，1985)，Leffers 等(1988 b)已总结了晶粒尺寸对织构的影响(考虑了可能的不同初始织构的影响)。结果表明：晶粒尺寸决定了织构的形成，表明了滑移模式在一定程度上由于晶粒尺寸上大的变化而改变(即不象 Ashby 提出的尺度效应那样简单)。

·p. 105·

但是必须强调的是，不会因为定量描述晶粒尺寸对流变应力的影响的困难而怀疑 Ashby 提出的下述影响的基本出发点：变形中晶粒尺度不均匀性带来的几何相关位错，即偏离 Taylor 模型的均匀变形。晶粒尺寸对流变应力的影响是一个非常普遍现象的事实(例如：Hansen，1985)证实了前面所述的某种程度的偏离这一准则。通常低层错能材料的晶粒影响最为强烈(如 Li，1969)。所有这些现象表明：这与其它不少观察结果一致，均表明低层错能材料偏离 Taylor 模型最明显(3.5.2 节)，即所谓的黄铜型现象。

3.5.2 孪生层片和束集

具有低层错能的面心立方结构材料在轧制变形量达～60%--80%时，显微组织主要是孪生层片和孪生层片的"束集"。例如，含 15%Zn 的黄铜是低层错能材料同时也是具有黄铜型现象(Leffers 和 Bilde-S，1990)的典型材料。该材料经 15%变形时，可看到最初的分散的孪生层片；变形达约 40%时，这种结构已趋向稳定，下面重点讨论这一变形状态。讨论的材料其初始晶粒尺寸约 40μm，而较小的晶粒(Yeung 等，1988)或较粗的晶粒(Leffers，待发表)则具有不同的显微结构特征。

大多数孪生分布在 50%晶粒中，而另外的 50%晶粒中存在着分布非常均匀的位错(可直接由 TEM 观察到)，此外没有其它特别的显微结构特征。由于没有对位错分布进行定量分析，所以这里的均匀性不是定量意义上的。在某些孪生晶粒中，孪生是分散的，但绝大部分孪生排列成"束"，即由孪生层片和无孪生的基体相隔排列而成(一例见图 3-9)。通常在一个晶粒中只观察到一族平行的孪生束集，但含两族交叉的孪生束集的晶粒也有。尽管孪生层片是主要的组织结构特征，孪生占的体积分数还是很低的，只有百分之几的数量级。

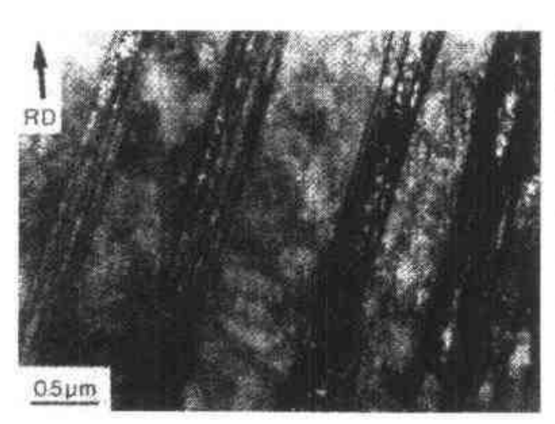


图 3-9　含 15%Zn 黄铜经 37%轧制变形后沿轧制方向(RD)观察到的孪生束集

在一个给定晶粒中形成的结构特征(束

集，分散孪生，或无孪生）取决于晶粒的取向（Duggan 和 Lee，1989；Leffers 和 Ananthan，1991）。例如，具有接近{211}〈111〉取向的晶粒常发展成束集，接近{110}〈112〉取向的晶粒则形成分散的孪生或无孪生，而接近{110}〈001〉取向的晶粒则无孪生。

• p. 106 •

具有束集的晶粒，切变集中在束集中（在{110}平面上切变平行于束集方向）（Leffers 和 Bilde-Sϕrensen，1990）。这意味着这些晶粒优先通过切变在单一滑移面上变形。由于孪生占的体积分数很低，主要由〈110〉滑移产生切变，但形成孪生的部分位错的滑移对切变也有一定贡献。优先在单一滑移面上变形可由实验直接得到证实。在单一滑移面（平行于孪生层片的平面）上滑移时，孪生层片仍平行于{111}平面。根据束集的复合结构特点，不难发现在两个相交滑移平面上滑移是困难的。对此，Leffers 和 Biled-Sϕrensen 认为，在单一滑移面上的择优性引入了预先存在的位错结构，即，束集的形成是单一滑移平面择优性的结果。束集显然反映了变形的不稳定性，但这种不稳定性机制还不清楚。尽管束集和铜中的二次微变形带（它们都是切变集中的平行于{111}的板条）之间存在相似性，但是形成束集和二次微变形带的晶粒的晶体学取向并没有相应的相似性（Leffers 和 Ananthan，1991）。

黄铜的变形特征如下，含束集晶粒中存在单一滑移平面的滑移，而不含束集的晶粒通过不均匀的多滑移（如 3.3.1 节中讨论的几何相关位错增殖过程）的保持应变的连续性。正如常常观察到的弯曲孪生所证实的（Leffers，1975 b；Leffers，和 Bilde-Sϕrensen，1990），在许多晶粒中的单一平面滑移是非均匀性的。这意味着不论晶粒含有或不含有束集都不符合 Taylor 形变模型。

由于含束集的晶粒中单一滑移系里滑移的结果，这些晶粒继续向平行于轧面的{111}平面和孪生层片转动。微观上，这种取向在约 40%变形时就已观察到，而在约 60%变形时，织构组分已充分发展形成。形成这种取向的织构是合理的，但形成的机制还不清楚（Leffers 和 Juul Jensen，1991）。随变形量的增加，大部分的晶粒中充满孪生层片。这将使继续滑移增加阻力，因为激活的滑移平面平行于孪生层片和近似平行于轧制平面将使分切应力降低（Duggan 等，1978），同时只有极少量的未孪生晶粒来满足应变的连续性要求（Leffers 和 Bilde-Sϕrensen，1990）。

3.5.3 具有较高层错能材料中的组合结构

对具有较高和中等堆垛层错能材料的显微结构的复杂性，已积累了大量的最新实验观察结果，其中 Bay 等（1992），Leffers 和 Junl Jensen（1991）等已作了总结。最近观察到的显微结构与传统的简单胞状或亚晶粒结构相差甚远。

• p. 107 •

对铝、镍和铜，轧制至中等变形量时，大部分晶粒已形成了“高密度位错墙”（DDW），它近似平行于轧制横向，与轧制平面成 45°角。DDW 没有特殊的晶体学取向，它们会部分转化成“初生微带”（MB1）。

Bay 等（1989）第一次详细讨论了铝中的 DDW 和 MB1 的形成。在铝中，叠加在 DDW/MB1 结构中的较细小尺度的胞状结构，经 30%轧制变形，跨越胞界面的典型的取向变化为约 1°，而跨越 DDW/MB1 则存在约 10°的取向变化。在低变形量时，只有一种平

行的 DDW/MB1 系统存在;大于 30%变形量时,在一些晶粒中可观察到两种交叉(近似对称)的系统存在。

Bay 等认为 DDW/MB1 结构把晶粒分割成"胞单元",即 CB,每个 CB 有它独特的激活滑移系的组合。这一思想后来由 Hansen(1990)和 Bay 等(1992)进一步完善,并指出:在每一 CB 中,少于由 Taylor 模型要求的 5 个滑移系。所以,在单个 CB 中其应变不同于宏观应变,但是,在由不同 CB 组合起来的单个晶粒中,其应变与宏观应变基本协调。认为分割成 CB 的驱动力使其加工硬化率低于按 Taylor 变形模式得出的加工硬化率。与 Taylor 模型要求有 5 个以上的激活滑移系相比较,分割成"胞单元"后任一点的激活滑移系可少于 5 个,而加工硬化率随交互作用的滑移系统数目的增加而增大。

显而易见,两相邻的 DDW/MB1 具有大约相同的取向变化大小,而符号相反。这表明,在具有一种平行 DDW/MB1 的简单情况下,存在两种类型的 CB,每一种具有各自独特的激活滑移系统的组合。

在镍(Hughes 和 Hansen,1991)和铜(Ananthan 等,1991a,b)的大部分晶粒中观察到了由 DDW/MB1 组成的分块结构。其分块结构与上述在铝中观察到的有某些不同之处。例如,在变形初期,存在两种交叉的 DDW/MB1 系统,同时 MB1 具有双层墙结构,而在铝中 MB1 由"小的饼状胞"组成。如同在铝中观察到的(Hansen,1990;Leffers 等,1991;Bay 等,1992),这两种分块基本上是一种类型和具有基本相同的滑移特征。

在较高应变范围时(在铝中大于 40%应变量),所有这三种金属中另一种类型的分块结构,即被与轧制平面近似平行的位错墙分开的分块变得愈来愈重要。在很高的应变量下(变形量在 90%或更高时),与轧制平面平行的位错墙是主要的组织结构特征,如由 Hu(1969)首次提出,认为这种分块(亚单元)由具有不同的滑移系统少于 5 的微区组成(Leffers 等,1991;Bay 等,1992)。但是,显然其详细机制(滑移系的具体组合,位错如何反应生成墙)与 DDW/MB1 不同,因为位错墙的取向是不同的。

· p. 108 ·

由 Malin 和 Hatherly(1979)首次对铜作的详细分析结果表明,存在另一种类型的组合结构,其微观力学作用与上述的晶粒亚结构(分块结构)完全不同,称之为"次生微带"(MB2)。它们是与{111}平面近似平行的薄的板条在平行于{111}而上集中滑移。Malin 和 Hatherly 简单地称为"微带"(Microband),但 Hansen(1990)指出,"次生微带"可以与"初生微带"区别开来。历史上看,"微带"一词首次由 Hu(1962)用来表示一种类型的带(在轧制的单晶中,其微观力学作用与 MB1 相似)以区别具有不同滑移特征的区域。绝大多数的 MB2 是在铜中观察到的,但在镍(Hugbes 和 Hansen,1991)和 Al-Mg(Korbel 和 Martin,1986)中也观察到了。

最近 Ananthan 等(1991a)和 Leffers 等(1991)对铜中的 MB2 进行了研究,结果表明,它们主要出现在有等轴胞状结构的晶粒中,即没有(或很少)在有高密度的 DDW/MB1 的晶粒中出现。MB2 经 5%轧制变形时就可产生,在变形量为 20%-40%时则常见到。而在较高变形量下,却又很少见到,但在变形达 80%时又可观察到。在 20%变形量下,在每个晶粒中通常存在单一的平行 MB2 系统,但在更高的变形量下,可以有两种或三种交互作用的系统。

MB2 不是很稳定的结构,例如 Ananthan 等(1991a,b)和 Leffers 等(1991)直接观察

到了正在消失的或已消失的MB2。这种结构的不稳定性很难确定其对总应变的贡献。Ananthan等(1991a)基于观察到的MB2,估计MB2(在晶粒中具有相当高可见密度的MB2)对总切应变的贡献小于10%,但这当然是过低的估计值(Leffers等,1991)。Leffers等也讨论了MB2对总变形模式的可能的影响。

MB2的微观力学作用与在低层错能面心立方材料(3.5.2节)中的束集,即平行于习惯面的集中滑移是一样的。这激发了Leffers和Ananthan(1991)去寻找铜中具有高密度MB2的晶粒和在黄铜中具有束集的晶粒间的晶体学取向的相似性。可是,其结果是相反的。例如,在铜中具有取向接近{110}〈001〉的晶粒中有高密度的MB2,而在黄铜中具有这种取向的晶粒中却没有束集。

当认识到在较高层错能面心立方材料中组合结构对整个变形模式的影响时,Taylor模型似乎更有效,见3.7节及Leffers和Juul Jensen(1991)—即使上述的显微组织表明了几个非Taylor行为的趋势。即使能使显微结构和总体变形模式一致协调(例如在织构中反映的那样),很显然还不能确定知道真实的机制。所以,还需要对之进一步研究。Juul Jensen和Hansen(1990)对铝已提出了一个特定的DDW,MB1宏观规则,即它们是用织构不能解释的部分力学性能各向异性的原因。

• p. 109 •

3.5.4 剪切带

在高轧制变形量下,剪切带是面心立方材料在整个过程中显微结构的主要组成部分。在具有低层错能的材料中,剪切带的形成是一定变形量范围里的主要形变模式。剪切带是剪切集中的板条区域,如同在铜中的二次微带和在黄铜中的束集一样。但是,剪切带不具有晶体学取向性(它们近似平行于轧制的横向,与轧制平面成大约35°角)。另外它们不限于在单个晶粒中,可以在一个方向延伸到许多晶粒或甚至是整个试样中。根据(次生)微带与剪切带的形状上的相似性,Korbel和Martin(1986)提出了微带是剪切带形成的第一阶段,Ananthan等(1991a)对此提出过怀疑。从下面的讨论可以证实,没有理由相信在低层错能材料中的束集是剪切带的直接起源。

因为剪切带是与单个晶粒的晶体点阵没有直接联系的宏观特征,对剪切带的理论描述在较大程度上必须建立在连续力学基础上——即使其基本的变形过程是晶体学滑移。Hutchinson(1984)引用了几个作者在“Scripta Metallurgica”上发表论文中提出的关于剪切带理论的观点。当然,剪切带的宏观性并不意味着与显微组织无关,显微组织提供了剪切带形成的组织条件。在这一节中,将讨论剪切带的唯象学和其形成的组织条件。在这一节中将讨论剪切带的唯象学和其形成的组织条件—重点讨论低层错能材料,因为对这种材料这些条件已较为了解了。

Duggan等(1978)第一次对低层错能的典型材料——含30%Zn黄铜、晶粒尺寸为25μm的剪切带的形成进行了系统的研究。Duggan等人的观察已被许多后来的研究者所证实(如Hirsch等,1988)。在50%变形量下,在出现了第一个剪切带的地方,在大多数晶粒中可观察到高密度的孪生层片,其中许多孪生层片近似平行于轧制平面。这种组织的形成与在3.5.2节中含15%Zn黄铜中观察到的结果相似,区别只是在形成速率上。在30%Zn的黄铜中(Duggan等研究的),其组织与含15%Zn黄铜经60%—70%轧制变形的组织

相对应。这种区别是与15%Zn黄铜中的剪切带出现相一致的，它们在70%左右变形时开始出现。

• p. 110 •

Duggan等观察到的剪切带具有典型的剪切带取向关系。切变带厚度0.1—1μm范围，相应的剪切在1—10范围(平均值约3—4)。剪切带总是出现在激烈孪生区域内。它们穿过孪生层片，损伤了孪生/基体复合结构。这种剪切带的转变结构含有拉长的"晶粒"，其尺寸范围0.02—0.1μm，且有很大的取向差(高达约30°)。

在50%的变形量时，具有剪切带的晶粒只含有相对较少的平行带。在较高形变量下，两种交叉的系统通常可观察到，且剪切带总体积增加。在90%变形量下，大部分孪生结构被剪切带损伤(只剩下少于25%)，这意味着剪切带在一个变形量范围内是主要的变形模型。例如，如果材料中有75%转变为剪切带，且假设在剪切带中的平均剪切量为3.5，那么，可以简单地估算出应变量为60%—90%。90%变形量之后，剪切带的形成停止，而更多的均匀滑移过程占主导。

上述的观察结果与Duggan等提出的剪切带的形成原因的定性解释是一致的。正如在3.5.2节中讨论的，当继续滑移变形变得愈来愈困难的条件下，孪生结构发生"自锁"，因为许多晶粒的孪生层片近似平行于轧制平面及/或只剩下少数晶粒在多于一个滑移平面上进行滑移变形。为了释放这种结构上的"钉锁"，就需要一种能破坏这种孪生结构的过程，面切变带看来具有这种功能。一旦孪生结构在90%变形量下被破坏时，切变带不再需要，正常的滑移再次占优势。所以，这种低层错能材料中的这一系列过程，可以清楚地表明显微组织对切变带形成的重要性。低的加工硬化率通常认为是剪切带形成的一个基本条件。在低层错能材料中，显然对剪切带和滑移只讨论一个总的加工硬化率是没有什么意义的。相关的条件是有利于剪切带形成的连续滑移的高而有效的加工硬化速率。必须指出，在具有细小晶粒(约2—5μm)黄铜中剪切带形成的组织条件不同于Duggan等人讨论的情况。这使Yeung等(1988)怀疑这一想法：平行于轧制平面的孪生平面是低层错能材料的切变带形成的重要条件。

在轧制铝和铜中，在大约60%或更大变形量时，可观察到剪切带[Brown，1972；Malin和Hatherly，1979]。Brown提供了纯铝(没有说明纯度)中的剪切带的观察结果，但应注意的是其它研究者(例如，Lloyd，1978)只在铝合金中观察到剪切带。剪切带具有典型的板状和取向，厚度约0.1—1μm。有两种剪切带，一种是同时存在于一个晶粒/区域中(铝)，另一种是分散存在(铜)。Brown指出铝中的这两种剪切带不是很匀称的。而且铝中的剪切带明显要比黄铜中的要少。Malin和Hatherly引证，在铜中剪切带对总的剪切的贡献较少，而Brown认为，剪切带在铝中对总切变的贡献相当大。剪切带总是在平行于轧制平面的位错墙充分形成的区域形成。这一观察结果指出了这一显而易见的问题，即是否存在类似于形成黄铜(具有平行于轧面的孪生层片)的切变带显微组织上的原因。但是，如在3.5.3节中描述的，在铝和铜中平行于轧制平面的位错墙在变形过程中的作用还不清楚，所以关于切变形成的简单的显微组织原因的问题现在还无法回答。

• p. 111 •

很显然通过剪切带变形所遵循的一系列规则是根本上不同于通过正常滑移的变形的。所以，要描述剪切带占主导的应变范围内的形变模型必须包括(或依据)剪切带形成。

3.5.5 大应变晶粒

在没有变形的单相材料，如经再结晶的材料中，除了分散的位错外，晶界是唯一的规则晶体点阵的干扰和唯一的位错运行的障碍。所以描述变形初期的晶粒结构是合理的。正如已讨论的，位错和其它缺陷(如孪生层片中的堆垛层错)在变形过程中在晶粒内部形成各种类型的次生界面。这表明原始晶界的作用随应变的增加变得愈来愈不重要了。

无法简单回答何时原始晶界没有相关性。如果以黄铜中的束集(3.5.2节)作为一个例子，那么晶粒已分解成了束集和束集间的基体，而束集本身由孪生和基体条片组成。尽管如此，每个晶粒如一个整体，具有一个特定的滑移特征。另一方面，如认为一个晶粒被分解成两个变形带(3.5.1节)，那么这两个变形带内的晶体点阵将会转动而相互离开，在一定的应变下，这两个变形带将会替代原始晶界的作用地位。在黄铜中，孪生/束集结构最终将因剪切带而转变成具有较大取向差的细小晶粒结构(3.5.4节)；在这一阶段中，必须把这种细小晶粒结构而不是原始晶界看成是相关的分块。同时，高应变时，穿越许多晶粒的剪切带将使原始晶粒结构变得没有相关性了。作为一个极端的例子，Korbel 等(1981)对铝施加很高的循环应变(累积应变达 90)。此时，充分发展的剪切带产生了尺寸约 0.5μm 的等轴的亚晶粒稳定结构，原始晶粒结构已完全消失。

Gotthardt 等(1972)绘制了铜经 95%轧制变形后的空间立体取向分布。结果发现材料是由具有近似相同的点阵取向(小于 10°的偏差)的“圆盘”组成。“圆盘”间的取向差很大。这些圆盘平行于轧制平面，厚度为约 0.5—1μm，直径在 1—10μm 范围。原始晶粒尺寸是约 10—15μm，这表明一个晶粒作为一个整体变形后将有近似 0.5μm×10μm×200μm 的尺寸。所以，原始晶粒厚度方向尺寸保持不变，直到考虑到最大取向变化(其它观察表明在厚度方向尺寸有分散性，这里不详细讨论)，而晶粒在另两个尺寸方向上分解成几个或许多不同取向的区域(圆盘)。分解成的内部取向变化小于 10°的圆盘与可见的显微组织没有明显的联系，它们主要是由平行于轧制平面的间距～0.1μm 的位错墙(如 3.5.3 节)组成。

· p.112 ·

作为一个粗略的规则，可以说，轧制变形约 50%(或更一般地，达应变量约为 1)，原始晶粒结构仍容易辩认。随应变的增加，原始晶粒结构因变形诱发的结构而随之变得模糊，至 90%变形(应变量约 2)时则变得不可见了。

这里必须注意，高应变下晶粒的演化并不是意味着所有与原始晶粒结构相关的信息都消失了。初始晶粒结构促使变形过程沿着特定的方向向特定的结构变化，直到很高的应变为止，即使此时原始晶粒已不再清晰可辩。例如，具有很大初始晶粒尺寸的铜经 95%轧制变形后，其织构完全不同于原始的铜织构了(Leffers 等，1988b；Chung 等，1988)。

3.6 大应变单相多晶材料的塑变模型

(注：在这一节的数学表达式中除了特殊的情况或直接使用加法符号外，一律使用求和法则。)

在许多工程应用中，应用塑变的连续介质力学的数学理论(Hill，1950)来处理室温下金属塑变问题是很多的。对大应变，至少要把加工硬化规律引入到这些理论模型中。虽然

Hill 提出了除各向异性的 von Mises 和 Tresca 准则外的各向异性屈服准则，在这一基础上对各向异性作通用分析是不可能的，因为屈服准则的各项参数不再适用有效。只有在金属板材成形中，在某种程度上，可以使用这一准则去处理平面应力假设下的各向异性问题。必需的参数可以通过测定 r 值而得到(见 Backofen，1972)。r 值是在单轴拉伸变形中当拉伸应变为 10%或 15%时的横向应变和厚度方向应变的比值。

尽管连续体塑变理论(见 Hill，1950；Backofen，1972)非常有用，但仍不能用来解释塑变和显微组织或晶体学织构的交互作用关系。这就是这一节要讨论的目的。对这些理论的评价(包括模型的预测和实验结果的比较)见 3.7 节。

这一节中绝大多数讨论只适用于单相多晶体材料。这里给出的模型总是刚-塑性的。所以，除非特别指明，这里提及的应变是塑性应变。

• p. 113 •

3.6.1 几个定义

为了描述多晶体材料在塑变过程中的状态，用如下参量表示如应力、塑性应变、塑性应变速率、刚体转动速率和速度递度等。采用两种参量分别表示局部的和宏观的参量。局部参数(符号 σ_{ij}，ε_{ij}，$\dot{\varepsilon}_{ij}$，$\dot{\omega}_{ij}$和 f_{ij})描述微观结构中给定点的状态。原子尺度的波动忽略不记。详细的实验研究和理论分析已表明，它们是逐点变化的量。相应的宏观量用符号 S_{ij}，E_{ij}，$\dot{E}_{ij}$，Ω_{ij}和 F_{ij}表示。它们是一个"控制体积"内的各局部量的平均值，这一"控制体积"必须足够大，包括数以千记的晶粒但相对整个变形体来说又是很小的。整个变形体通常可以分解成很多的这样的"控制体积"。这种控制体积在复杂的成型过程如锻造或轧制过程中具有不同的"宏观"量。在连续体力学分析中(如：有限元分析计算中)，S_{ij}，E_{ij}等在整个试件中的分布是可以计算的，如同在空间连续变化的量。这种量在下面的讨论中不再考虑。在多数情况下，可以假设宏观速率梯度 F_{ij}是已知的，例如，通过有限元分析，或简单地通过宏观观察。

3.6.2 经典 Taylor 理论

最古老和最通用的多晶体塑变理论之一是由 Taylor(1938)提出的。对它的基本了解可以阅读 Kocks(1970)，或 Gil Sevillano 等(1980)的文献。这一理论也称为"全约束"(FC)理论，这里稍作推广使用。其基本的假设如下：

(i) 假设宏观速率梯度张量 F_{ij}已知。

(ii) 3.6.1 定义的局部量在每个晶粒内都是均匀的。

(iii) 在考虑的"控制体积"中的畸变是均匀的，这表明各晶粒的局部速率梯度 f_{ij}都等于宏观速率梯度

$$F_{ij} = f_{ij} \tag{3-6}$$

(iv) 对一个给定晶粒的扰动由多重滑移来协调，这样 f_{ij}可采用相应的值。在下一节中将解释 f_{ij}是如何决定于滑移的激活性。

(v) 如果有几个不同的激活滑移系统的组合能满足(iv)，那么每种组合的滑移系统沿滑移面因摩擦而耗散的塑性功都应计算出来。优先选择塑性功最小的滑移系开动。

现在，用上述的假设来找出对一个特定取向 g 的特定晶粒激活的滑移系统和相应的

滑移速率。偏应力 σ'_{ij}和晶体点阵转动速率 $\dot{\omega}_{ij}$也可求出。

· p. 114 ·

滑移系统 s 的激活是由广义 Schmid 定律决定的，

$$-\tau_c \leq \tau_S^R \leq \tau_S^R \tag{3-7}$$

其中，

$$\tau_S^R = \sigma_{ij} M_{ij}^s \tag{3-8}$$

为"在滑移系统 s 上的分切应力"。系数 M_{ij}^s是几何参数，用下式决定(不对 s 加和)：

$$M_{ij}^s = \frac{1}{2}(b_i^s n_j^s + b_j^s n_i^s) \tag{3-9}$$

式中，b_i^s 和 n_i^s 分别是滑移系 s 中滑移方向上和垂直滑移面的方向上的单位矢量。M_{ij}^s与晶体取向 g 无关(当 g 用晶体参考系统 x_i^c 表示时)。当然，当用外部参考系统表达时 M_{ij}^s与 g 有关。τ_c^s 是滑移系统 s 上的有效临界分切应力，它是一个正值。虽然它与许多参数有关(如温度、应变速率、应变过程、纯净度……)，这里认为只是一个材料常数，或在同一个滑移系统中只有滑移速率的函数(见下面)。当式(3-7)中的其中一个等号满足时，滑移就发生。而当(3-7)式中的两个等号都不满足，则认为材料未发生变形或只是处于弹性状态。

在 Taylor 理论中，初始局部应力是未知的。所以(3-7)和(3-8)式不能用来确定激活的滑移系。这里，可简单假设某些滑移系是激活的，另一些还没有。设 $\dot{\gamma}_s$ 是在 n 个可动滑移系上的一组滑移速率。它们中某些可能是零，这种情况下系统不能激活。因滑移激活引起的畸变可以用局部速率梯度来表示：

$$f_{ij} = \dot{\omega}_{ij}^L + \sum_{s=1}^{n} \dot{\gamma}_s b_i^s n_j^s \tag{3-10}$$

式中，$\dot{\omega}_{ij}^L$是晶体点阵转动速率(未知)。注意 $\dot{\gamma}_s$ 具有切变的性质，而 $b_i^s n_j^s$ 的乘积(未加和)就是用来描述滑移系 s 上的单位应变的畸变张量(假定点阵没有转动)。所以右边的第二项是滑移激活引起的畸变(在与晶体点阵一起转动的参考系中)。

方程(3-6)中的 f_{ij}现在可用(3-10)式来代入，由此矢量方程的对称部分可以求出。这使 $\dot{\omega}_{ij}^L$项趋于零，因为它是不对称的。得到下面的结果[也见(3-9)式]：

$$E_{ij} = M_{ij}^s \dot{\gamma}_s \tag{3-11}$$

$E_{ij}=M_{ij}^s\dot{\gamma}_s$是 F_{ij}的对称部分。式(3-11)表示 6 个线性方程，这 6 个方程中，只有 5 个是独立的，因为在塑性变形中体积保持不变。对面心立方金属中的{111}〈110〉滑移系中，$n=12$。对体心立方金属，如果采用{110}〈111〉和{112}〈111〉滑移系统，$n=24$。所以，在这些条件下，式(3-11)表示了具有多于 5 个未知数的一组 5 个线性方程。如果通过故意设置让 n 个未知的滑移速率 $\dot{\gamma}_s$ 中的 $n-5$ 个等于零时，式(3-11)可以解出来。结果可得到 5 个或少于 5 个的非零滑移速率，和 $n-5$ 或更多的零值滑移速率。

不幸的是，在 n 个滑移体系中选出 $n-5$ 个滑移系统的多种组合可以是非激活的。每种这样的组合都导致一个解。Taylor(1938)提出了在这些解中进行选择的下列准则[按上述假设(v)]：

$$P = \tau_c^s |\dot{\gamma}_s| = 最小 \tag{3-12}$$

· p. 115 ·

这意味着"合适"的解应是那个能导致单位体积内部消耗的塑性功最小的解。"消耗的塑性

功”这里指单位时间内的能量消耗。

式(3-11)和(3-12)可以有效地通过线性编程解出。通过这种方法不但可以得到滑移速率,也可以得到局部偏应力张量 σ_{ij}(Van Houtte,1988)。

当滑移速率已知时,就可以通过式(3-10)计算出晶格转动速率(用 F_{ij}代替 f_{ij})。晶体转动速率可以用来预测晶体学取向 g 和测算形变织构。

式(3-11)和(3-12)的解取决于晶体学取向 g,因为 M_{ij}^{s}必须从晶体参考系统(此时它们是常数)转化成试样参考系统,对这种转化的表达式可见 Gui Sevillano 等(1980)或 Bunge(1982)。

临界分切应力 τ_s^c 常用它的参考值 τ^c 来表示,

$$\alpha = \frac{\tau_s^c}{\tau^c} \tag{3-13}$$

常用 Taylor 因子表示一个参量

$$M = \frac{P}{\tau^c \dot{E}_{EQ}} = \alpha_s \left| \frac{\dot{\gamma}_s}{\dot{E}_{EQ}} \right| \tag{3-14}$$

式中,$\dot{E}_{EQ}$是等效应变速率,例如,根据 Mises 转换法 Taylor 因子可以认为是晶体取向 g 和局部应变模式 $\dot{\varepsilon}_{ij}/\dot{E}_{EQ}$。当 α_s 等于 1,即当临界分切应力具有相同值 τ^c 时,Taylor 因子是一个特别有用的参数。在这种情况下,引出了一个特别的问题。即使考虑了式(3-12),仍存在多种解,即存在 5 个激活滑移系的几种组合满足方程式。从数学上讲,可以让不同的解产生正的线性组合。这种组合解在面心立方金属中激发达 8 个滑移系统。值得注意的是,虽然对滑移速率和晶体转动来说是多种的,但对单位体积消耗的塑性功 P 和 Taylor 因子 M 来说是唯一解。除极少数的情况外,偏应力 σ_{ij}也是唯一的。对这一问题的进一步讨论可参见别的文献(Van Houtte,1988;Leffers 等,1988a)。

3.6.3 同一理论下的几个变体

3.6.3.1 Bishop-Hill 理论

也采用上节中的 Taylor 假设(i)至(iv)条。取等式(3-6)中的对称部分就可知道局部应变速率,因为它等于 E_{ij}即宏观速率梯度张量 F_{ij}的对称性部分。

对每一个滑移系统,式(3-7)定义了 6 维应力空间中的两个超平面。在这两个平面上的点所代表的应力状态下的滑移系统可以激活;而在这两个平面间的点所代表的应力状态下的滑移系统还不能被激活;此外,其它应力状态是不允许的。对所有滑移系统结合上面的叙述得出一个超曲面,它包含了晶粒中所有允许的应力状态。这是单晶屈服轨迹。可以知道它是一个应力空间中平行于 π 矢量的超棱柱体。π 矢量是表示静水应力状态的一个单位矢量。所以当屈服轨迹与 π 平面的交截面已知时,就可以完全解得屈服轨迹了。它包含了所有可能的偏应力状态的表达式。交截面在 5 维空间中具有一个超多面体或小眼面(facet-ege)的形状(图 3-10)。

· p. 116 ·

一旦知道屈服轨迹,就可应用最大功原理(Hill,1950)解出已知塑性应变速率下的应力。它必须是处于屈服轨迹上或其内侧,并满足单位体积消耗的塑性功最大的条件

$$P = \sigma'_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij} = \text{最大} \tag{3-15}$$

同时也可以在应力空间中以向量表示塑性应变速率 $\dot{\varepsilon}_{ij}$。合适选用张量-向量转换公式[见 Van Houtte(1988)的一个例子]，以便使应力矢量和应变速率矢量的乘积标量等于 P。当 $\dot{\varepsilon}_{ij}$已知并等于 $\dot{E}_{ij}$时，σ'_{ij}可以解出。如果 $\dot{\varepsilon}_{ij}$正好垂直于屈服轨迹的其中一个小平面时(图 3-10a)，则平面上的任何应力矢量都将满足式(3-15)。但这很少发生。最普遍的情况是 $\dot{\varepsilon}_{ij}$不垂直于任何小平面，甚至不垂直于任何棱边。这时，屈服轨迹的顶点代表的应力可以满足式(3-15)(图 3-10b)。

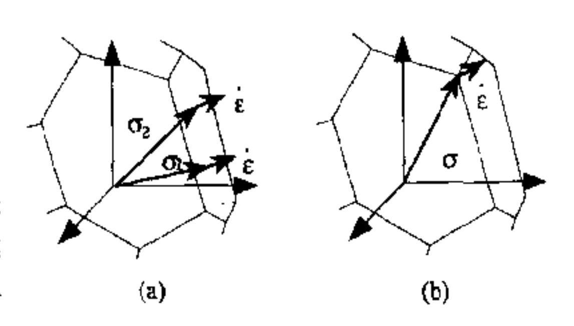


图 3-10 应力空间中单晶的一部分屈服轨迹示意图。(a) 塑性应变速率向量 $\dot{\varepsilon}_{ij}$正好垂直于屈服轨迹的一个小平面的情形，此时，所有属于这个小平面的应力都满足最大功原理；(b) $\dot{\varepsilon}_{ij}$不垂直于任何小平面或任何棱边。此时只有一个应力满足最大功原理

这样的顶点数目是有限的，所以对一个给定的屈服轨迹可以列出所有这样的顶点峰值。对这些峰值通过式(3-15)检验可以快速确定"激活的峰值"，直接给出偏应力 σ'_{ij}和判定被激活的滑移系统。为了找出滑移速率 $\dot{\gamma}_s$，式(3-11)必须解出，并假设非激活滑移系统的 $\dot{\gamma}_s$ 等于零。Bishop 和 Hill(1951，a，b)首次提出了这一方法。

可以看出，Taylor 理论和 Bishop-Hill 理论在数学上是等效的，它们总是得到相同的结果[Kocks，1970；Van Houtte，(1988)]。关于这一方法的演示可看它们的线性编程问题。Taylor 等式(3-11)和(3-12)可以看成是线性编程问题。同样，构成 Bishop-Hill 理论基础的等式(3-7)和(3-15)也是如此。这两种问题形成了在线性编程理论中定义的原始对偶算法(Gass，1969)，必然得出相同的 P 值和相同的激活滑移系统组。它们都受到方程多种解的问题的限制。

3.6.3.2 应变速率敏感性(粘塑性)方法

一些研究者(如 Canova 和 Kocks，1984；Asaro 和 Needleman，1985；Toth 等，1988)没有用线性编程法解 Taylor 理论问题。他们通过假设，即使分切应力很小，某一特定的滑移在一个应力条件下也可以在所有的滑移系统上被激活。根据这一理论，滑移系 s 上的滑移速率可用下式给出(未在 s 上加和)

· p. 117 ·

$$\dot{\gamma}_s = \dot{\gamma}_0 \mathrm{sgn}(\tau_S^R)\left|\frac{\tau_S^R}{\tau_0}\right|^{\frac{1}{m}} \tag{3-16}$$

式中，常数 τ_0 和 $\dot{\gamma}_0$ 反映了无量纲指数的自变量；m 是应变速率敏感性指数，室温下为 0.01 数量级，在高温下，则可用相对较高的值。可以知道，对较小的 m 值(如 0.01)时，这一模型只能预测分切应力近似等于 τ_0 时的明显的滑移激活。这时，预测结果与广义 Schmid 定律[式(3-7)]的结果并没什么区别。但是，其数学处理方法不同于上面两节介绍的方法。在式(3-16)中的 τ_S^R 用式(3-8)中的值代入，则可得到 $\dot{\gamma}_s$ 与 σ_{ij}的关系。然后再用来替换式(3-11)中的 $\dot{\gamma}_s$。这样得到了一组未知的 σ_{ij}非线性方程组。通过迭代法(Toth 等，1988)可以解出这一非线性方程组。

与经典的 Taylor 理论及 Bishop-Hill 理论不同，这一方法总可得到滑移速率和晶格转动的唯一解。值得注意的是，经典 Taylor 理论和 Bishop-Hill 理论考虑了原始效应，结果导致了应力空间的极值和一组滑移速率和晶格转动的可能解。通过实际晶体来选择一组特殊的解取决于二次效应，诸如应变速率敏感性(室温下很小)，在单个滑移系上的 CRSS 微小的变化，局部应力波动等等(Leffers 等，1988a)。而通过应变速率敏感性方法作这样的选择只需建立在单一的二次效应上，忽略所有其它效应。

3.6.4 松弛约束理论(混合边界条件)和 Sachs 理论

Taylor 理论强调变形的均匀性(式(3-6))。在"松弛约束"(RC)理论或混合边界条件理论中，部分弃掉了变形的均匀性而获得应力的均匀一致性。式(3-6)表示的 9 个方程中的一些被"松弛"。注意，经典的 Taylor-Bishop-Hill 理论现在经常被称为"全约束"(FC)理论。

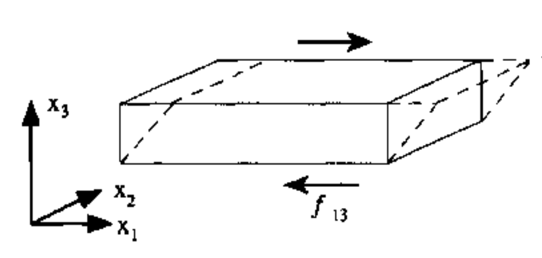


图 3-11　由速度梯度 f_{13}分量描述的简单切变

首先，用该理论的一个变体，即轧制的"条板"理论来解释它。设轧制方向 x_1，轧面法向 x_3。假设因某种原因，局部切变 f_{13}不需要与宏观切变 F_{13}相等(图 3-11)。f_{13}变为一自由量，式(3-6)中带下标 13 的等式可以去掉，9 个方程中剩下 8 个。对等式(3-10)也同样处理。如取方程的对称性部分，下面表达式是对下标 13 或 31：

• p. 118 •

$$\frac{1}{2}(f_{13} + f_{31}) = M_{13}^{s}\dot{\gamma}_{s} \tag{3-17}$$

这是方程组(3-11)6 个方程中的一个。但它还不能用来解出滑移速率，因为 f_{13}已成了一个自由变量，剩下的 5 个方程[其中 4 个是独立的，见关于方程组(3-11)的解释]可以用来解出滑移速率。与处理 Taylor 理论(3.6.2 节)完全类似的方法，采用方程组(3-12)作为一个附加条件，那么这一方程组就可以类似于经典 Taylor 理论通过线性编程方法解出来。偏应力张量 σ'_{ij}可以附带解出(Van Houtte，1982，1988)。只有四个滑移系是可激活的，而不是 5 个，因为方程(3-11)少了一个可用的方程。一旦滑移速率 $\dot{\gamma}_s$ 已知，方程(3-17)可用来求出 f_{13}，

$$f_{13} = - f_{31} + 2M_{13}^{s}\dot{\gamma}_{s} \tag{3-18}$$

当 $\dot{\gamma}_s$ 和 f_{13}都已知后，方程组(3-10)可用来计算晶格转动量 $\dot{\omega}_{ij}^{L}$。

可以看出，得到的偏应力张量具有下列性质(Van Houtte，1982，1988)：

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = 0 \tag{3-19}$$

对所有的晶粒这可以在材料中获得部分应力一致性。这是一个通性，即对每一个已松弛的 f_{ij}组元，相应的应力分量 σ_{ij}消失。这就是为什么 RC 模型有时称为混合边界条件的模型，人们可以通过采用一个 RC 模型来强迫满足像等式(3-19)那样的应力条件。有时，由等式(3-19)给出的条件被用来作为 RC 模型的基本假设(Kocks 和 Canova，1981)。

根据 Van Houtte(1982)，"条板"模型对拉长的晶粒来说是适合的，因为在轧制过程

中，晶粒保持原始宽度，但变得愈来愈长和愈薄。其原因如下：事实上，切变中的一个(f_{13})没有施加，所以与相邻晶粒的应变不同，这将在垂直于 X_1 的两个面上造成应变的不匹配(见图 3-11)。这些不匹配必须通过复杂的变形模式来协调。这些模式只对影响到的晶界的邻近位置是必需的。如图 3-11 所示，对长和被拉长的晶粒，这些晶界只占总的晶界表面的一小部分。所以，在这种情况下，才可以容许 f_{13}的自由度存在。

"圆盘模型"是另一个轧制变形的 RC 模型。不但 f_{13}，面且 f_{23}也是可以松弛的。由此，σ_{31}和 σ_{23}都为零。只有 3 个滑移系统可以激活。这一模型适用于圆盘状晶粒(在 x_1x_2 方向是等轴的，在 x_3 方向上相对较薄)。

其它研究者也使用不同的自变量来验证这一理论，并用别的方法来解这一理论(Mecking，1981；Kocks 和 Chandra，1982)。Kocks 和 Chandra 在应力子空间中用 Bishop-Hill 理论：其屈服轨迹是通常单晶的屈服轨迹与类似方程(3-19)的应力条件定义的超平面的交截线。这一方法与上述描述的方法(Van Houtte，1982)是等效的。这里因篇幅限制不能详述之。RC 模型的各种应用已有许多论述[Leffers，1968b；Honeff 和 Meching，1981；Canova 等，1984；Van Houtte，(1984，1986)]。

• p. 119 •

RC 理论的一个极端例子是当等式(3-19)扩展到除 σ_{11}外所有局部应力组元(对沿 x_1 方向拉伸变形情况)，而 σ_{11}是唯一的非零应力组元。可以应用上述的"子空间 Bishop-Hill"理论。实际上，这意味着设定除 σ_{11}外的所有应力组元都等于零，然后，用式(3-7)和(3-8)，得

$$-\tau_c^s \leq \sigma_{11}M_{11}^s \leq \tau_c^s \tag{3-20}$$

这样，对每一个滑移系设定一个 σ_{11}限制。这些限制的最低值将决定 σ_{11}，同时可以确定可激活的滑移系统。在所有的滑移系都具有同样的临界分切应力的情况下，对滑移系 s 的最低限制是滑移系 s 具有最高的 $|M_{11}^s|$ 值[见式(3-9)]。通常只有 1 个滑移系将被激活。对一特定的晶体学取向来说，2 个或更多个滑移系同时激活是可能的。这样的极端 RC 模型与多晶体塑变的 Sachs(1928)理论是等效的。在所有的 RC 变体中，这是一个可达到最大应力均匀性和最小应变均匀性的变体之一。这里不要与"改进的 Sachs 理论"(Pedersen 和 Leffers，1987)混淆起来，后者将在下一小节中提及。

3.6.5 其它方法

虽然松弛约束模型避开太苛刻的 Taylor 假设，但从理论的角度来看它们仍不理想。首先，松弛条件的选择毕竟是有些随机性。自协调方法和有限元方法可以为松弛苛刻的 Taylor 假设提供一条更严密的途径。

考虑一小部分的晶界可认为是平的，设垂直于这一晶界的方向为 x_3，那么应力连续性要求，在晶界的两边，局部应力张量组元除 σ_{11}，σ_{22}和 σ_{12}外都是一样的。同样地，局部应变速率张量组元除，$\dot{\varepsilon}_{33}$，$\dot{\varepsilon}_{23}$和 $\dot{\varepsilon}_{31}$外也应是一样的。FC Taylor 理论和 RC 理论的任何一个都不能满足晶界上的这些条件。甚至多晶体弹塑性变形理论中没有一个能满足一个实际显微组织(具有无规则形状晶粒，不同的晶粒具有不同的取向)的这些条件和同时在单个晶粒中达到应力和应变速率的均匀一致性的要求。所谓的自协调模型试图得到这样的近似解，假设每个晶粒是球型或椭球型的，这样的晶粒可以称之为一个"夹杂"。同时假设材料

的其余部分为“基体”，它围绕着“夹杂”具有均匀的性能，即多晶体的平均性能。在“夹杂”中的应力和应变分布是均匀的，而在基体中的分布是不均匀的。Eshelby(1957)已经给出，在这样的假设条件下，至少在弹性问题里，存在应力和应变分布的解。这些解常常通过对塑变场方程的线性化而外推到弹-塑性或刚-塑性(粘性或不粘性)的情形。在所有这些模型中，都假设在“夹杂”中局部应力(或应力速率)对宏观应力的偏离与局部应变速率对宏观应变速率的偏离之间存在线性关系。方程具有下列形式(表示速率的“点”这里有意略去)，

• p. 120 •

$$\sigma_{ij} - S_{ij} = \alpha G_{ijkl}(E_{kl} - \epsilon_{kl}) \tag{3-21}$$

协调变形张量 G_{ijkl} 取决于“夹杂”的形状和基体的性能。Eshbly 对弹性情况进行了计算，α 称为耦合系数(见下面)。一些塑性模型(Kroner，1961；Budiansky 和 Wu，1962)认为“夹杂”和基体间的不匹配通过基体的附加弹性变形来协调($\alpha=1$)，而另一些模型(Hihi 等 1985；Molinari 等，1987)则假定基体中的塑性变形协调不匹配($0<\alpha<1$)。当 $\alpha=1$ 时，其结果与 Taylor 理论相一致。Leffers(1975 b)也已试图用实验观察多晶体不均匀塑变程度来估算耦合系数 α 值。对黄铜，α 远小于 1。

很显然，某种晶体塑变模型必须加入式(3-21)才能使之有解。

Pedersen 和 Leffers(1987)通过引入属于棱柱滑移平面的几个滑移面上的许多位错周期性雪崩方式来模拟一种变形模型。结果认为位错的塞积造成相邻晶粒的第二个滑移系统的激活。这一模型被称之为“改进的 Sachs 理论”。

有限元法可以用来计算在一给定显微组织中的应力和应变分布。Harren 和 Asaro (1989)报道了对一个假想的 2 维多晶体的类似研究。虽然方法和结果都很有意思，但是对实际材料的应用来说还需进行 3 维方法的研究。在 Harren 和 Asaro 用的 2 维网格中加入第 3 维将导致一个即使用超级计算机也无法忍受的计算时间。但是，在将来的某一天也许有可能实现这样的计算。实际上，Havlicek 等(1989)已开展了某些 3 维方法的研究。

3.7 模型的应用与评价

在 3.6 中介绍的模型都是用来计算多晶体中各个晶粒在给定一个宏观变形增量时的变形行为。对一系列的这样的增量，这一过程可以重复进行。这种增量可以用宏观速度梯度张量 F_{ij} 和时间增量 Δt 很好地表征。晶格转动速率就是其中的一个结果，它被用来确定在时间增量终点时的晶粒点阵取向。在增量的过程中转动速率常常忽略不计。正因为如此，时间增量必须足够小，其最佳值取决于晶格转动的速率。

当从一个增量到另一个增量变化时，可以改变宏观应变模式(即速率梯度 F_{ij})。实验得到的应变过程(Aernoudt 和 Van Houtte，1981)或由有限元模拟得到的应变过程(Mathur 和 Dawson，1989)都已被使用过。

尽管如此，对大多数应用，也有认为速率梯度在整个变形过程中是不变的。通常，所有分量均为零，除非在轴对称拉伸或压缩(在 x_3 方向上)情况下，$F_{33}=-2F_{11}=-2F_{22}$；在轧制过程中(这里，x_1 为 RD，x_3 为 ND)，$F_{33}=-F_{11}$；在简单切变情况下(x_1 为切变方向，x_2 为切平面法向)的 F_{12}。

• p. 121 •

除了要讨论的应用(形变织构的预测,应力-应变曲线的计算)外,也可以用这些模型来计算一个已知晶体学织构的多晶体材料的塑性各向异性(见 Van Houtte 等,1989)。

所有这些应用都要求知道一组晶粒(典型的几百个)作为多晶试样的初始条件。这一组晶粒的每一个取向 g 和体积分数都应已知。这可能通过测算试样的 ODF 而得到。

3.7.1 形变织构的预测

如果变形前晶粒的取向是统计随机分布的,那么变形会使无织构的材料形成形变织构。实际上,理想的无织构材料是很少的,所以,变形通常使一个既存织构变化到另一织构。经大应变量后,材料会形成自己独特类型的织构,尽管此时初始织构的强烈影响仍存在。

这里不对所有观察到的和预测的形变织构作详尽的回顾。对织构本身的讨论见 15 卷的第 10 章。这里只比较观察到的和预测的形变织构,目的是为了评价在 3.6 节中介绍过的各种模型。这样做只有当用来模拟的初始结构与实际变形材料的初始织构一样时才有意义。

这样的比较工作分别基于单个晶粒取向数据的测算结果,和基于测试的与预测的定量测定的 ODF 图。同时要求在同一研究中试图采用各种模型以便对各种模型进行相互比较。这里不对一个模型进行评价,除非用它进行试验。

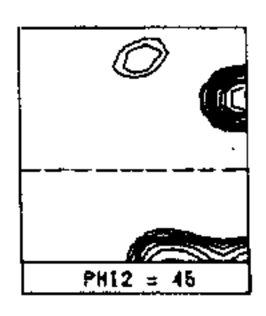
如上所述(3.6.2 和 3.6.3.1 节),如果对所有滑移系统都采用相同的 CRSS,Taylor 或 Bishop-Hill 理论都会得到晶格转动的一组多解。这些值的微小波动要求模型从多组解中选择一个特解(Gil Sevillano 等,1980)。这样的波动在实际材料中是存在的。但是,不可能测量和/或预测它们。在整个多种解中选择特解有几种方法(Van Houtte,1988),其中某些方法是基于波动的定性估计上的。使用不同方法导致的织构预测也不同。

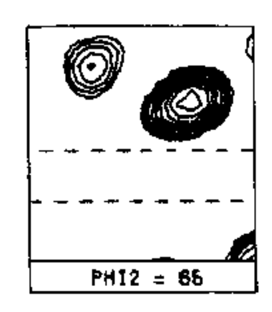
方法之一是,选择的解要求(i)激活不超过 5 个滑移系统;(ii)消耗的塑性功最小,然后简单地用已知的滑移速率 $\dot{\gamma}_s$ 值和与 $\dot{\gamma}_s^m$ 成正比的 τ_c^s 的新值。通过式(3-12)来回算 P 值。其中 m 是应变速率敏感性系数。这样,应变速率敏感性以某种方式被考虑了进去(但不同于在 3.6.3.2 节中讨论的"应变速率敏感性方法")。这种方法在研究 Al3004 合金的织构形成的实验观察和用 RC 与 FC 模型(Dezillie 等,1988)进行理论预测的定量比较中得到最佳的结果。图 3-4 所示为实验观察的织构,而图 3-12 是预测的织构。这过程中考虑了材料的初始织构,用 ODF 技术来比较实验和模拟的织构。

• p. 122 •

Skalli 等(1985)报道了多晶 99.993%纯铝的实验。测量了有 15 个不同晶体学取向的 19 个晶粒轧制前后的晶格转动,并与模型预测结果进行了比较。其中,6 个晶粒用 RC 模型(圆盘)进行了预测;3 个晶粒用 FC 模型对其转动进行了预测,其中选择了使晶粒转动到最软取向(经同样的时间增量后)来解决晶格转动的不确定性问题。对余下的晶粒,两种模型的预测方法相似。从这里可以得到结论:解决不确定性问题的最佳方法因材料而异。

"铜型"轧制织构(3.2 节)或多或少可用现用的模型(Taylor-Bishop-Hill 模型,自协调模型)得到解释,而"黄铜型"织构(3.2 节)和中间态的"转变型织构"则不能得到很好解释。这一点在下一节再作讨论。





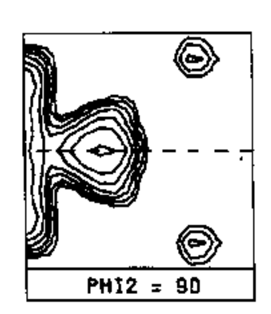


图 3-12 一个冷轧面心立方金属预测的 ODF 的几个截面图。
用 FC Taylor 模型预测，86%轧制变形，注释见图 3-3

Wagner 等(1991)对三种不同初始织构的低碳钢观察到的织构与用 FC,RC(圆盘)和粘性自协调模型等的理论预测得到的织构作了比较。每次都用初始织构的 ODF 作为模型的初始织构。结果表明，自协调模型得到最佳的结果，其次为圆盘模型。这些预测甚至在定量上仍是很理想的。图 3-13 示出了其中的一种情况(65%轧制变形，弱初始织构)的实例织构和模拟织构。自协调模型和圆盘模型都能正确预测最终的取向是由于这两个模型平均只激活了三个滑移系，它比 FC 模型用 5 个滑移系进行预测更加接近实际情况。而自协调模型预测的结果能很好地与实测一致是由于该模型要比 FC Taylor 模型的应变模式更加分散，而用后者预测的织构取向分布过于集中尖锐。

• p. 123 •

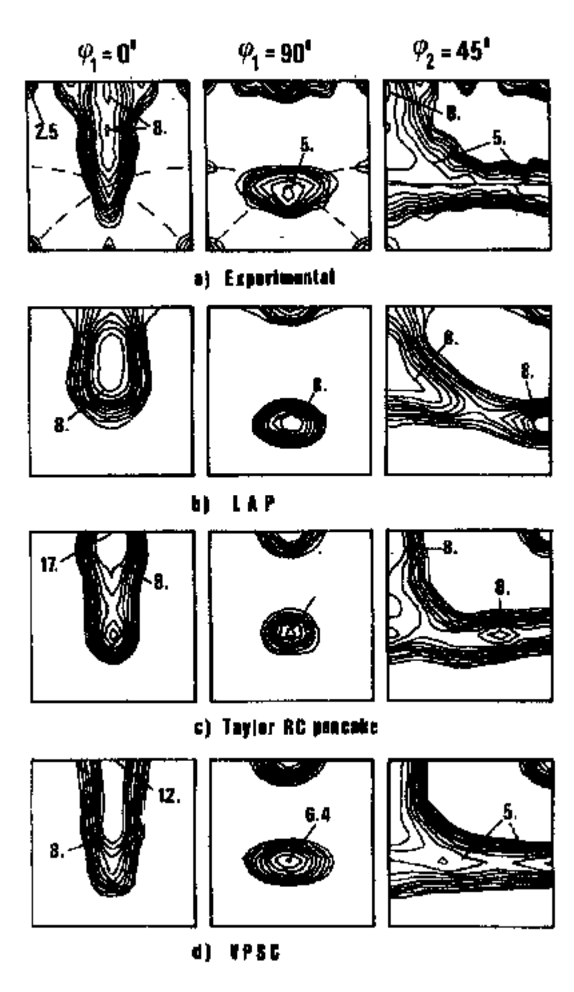


图 3-13 钢经 65%轧制变形的实测和模拟的织构比较。考虑了初始织构。注释见图 3-6[见 Wagner 等,(1991)](a) 实测结果，(b) FC 模型结果(LAP: Los Alamos Polycrystal Code)，(c) RC(圆盘)模型结果，(d) 粘塑性自协调(VPSC)模型结果

小结 对具有较高或中等堆垛层错能的体心立方金属和面心立方金属来说，FC 模型，RC 模型及自协调模型等都有可能对织构作出最佳的预测。预测的织构经常要比实测的织构强度大得多。但各种模型预测的差别不能夸大化。Dezillie 等(1988)发现，用不确定性问题的不同解来处理 FC 模型计算得到的轧制织构区别不大，这一点 Leffers(1988)也作了说明。对轴对称变形来说影响较大些(例如，Leffers,1988)

3.7.2 具有机械孪生的材料的情况

在 3.5.2 节中讨论了黄铜(和其它低层错能面心立方材料)中的与机械孪生相关的束集中的集中切变是如何增强单滑移并因此而影响形变织构的形成。在密排六方金属和许多低点阵对称性的矿物质中机械孪生也是一种重要的变形机制,但孪生方式不同。

图 3-14 是机械孪生形成的示意图。AB 是孪生平面。在面心立方金属中是{111}平面;在体心立方金属中则是{211}面。在密排六方金属中可观察到各种类型的孪生面(Partridge,1967)。图 3-14(a)和(b)表明,在 ABCD 区域形成的一个孪生引起了一个形状改变,可用简单切变表示。孪生平面 AB 是切变平面。切变方向和切变大小 γ 由晶格点阵和孪生平面性质来决定。现在假定孪生区域是薄片层,并在母相中基本上均匀分布。设 ν 是孪生体积分数。因形变引起的 ν 的增加产生整个晶粒的切变,由下式给出:

• p. 124 •

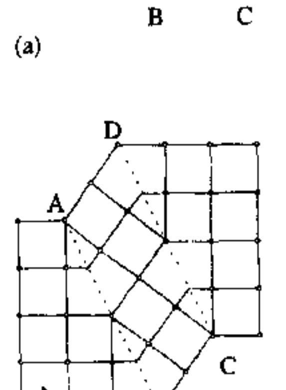


图 3-14 机械孪生:(a) 孪生前,(b)孪生后 AB(或 DC)是孪生平面的迹线

$$d\gamma = \gamma d\nu \tag{3-22}$$

可用类似滑移系统的方法表示"孪生系统":$(hkl)[uvw]$,这里,(hkl) 是切平面(即孪生平面),$[vuw]$是切变方向的米勒指数(母相中)。这样机械孪生系统也可以包括在 Taylor 理论中。这一想法首先由 Chin 等人(1969)提出,并列举了面心立方金属的所有机械孪生系统。Carpay 等人(1975)也列出了在体心立方金属中的机械孪生系统。Partridge(1967)给出各种密排立方金属的孪生系统,同时,Thornburg 和 Piehler(1975)则给出了 Ti 合金中的孪生系统。更详细的叙述可参阅文献 Van Houtte(1978),Gil Sevillano 等(1980)和 Tome 等(1988)。

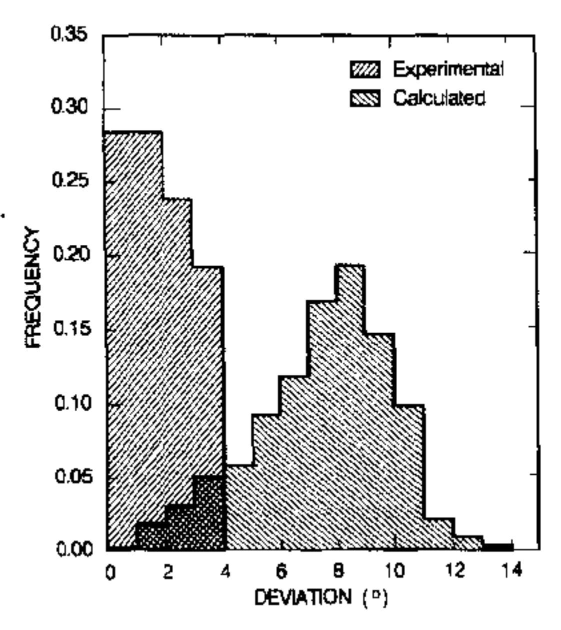


图 3-15 孪生层片偏离最近的{111}平面的角度变化分布曲线。实验测得的分布表示在含 15%Zn 黄铜中用 TEM 在含有束集的晶粒中测得的,计算的结果是基于 Taylor 理论(考虑机械孪生的)。这两个分布都是对应 37%轧制变形的情况。[Leffers Juul Jensen(1991)]

Taylor 理论方法确实可以应用于面心立方金属中来预测黄铜型织构(Van Houtte,1978),但是这被认为只是一个偶然,因为 Taylor 模型不适用于这种材料,正如图 3-15 所证实的那样。在黄铜中,单滑移是变形的主要机制,因为这些晶粒中形成了"束集"(Leffers 和 Bilde Sørensen 1990),也可

见3.5.2节。

黄铜的情况不能与密排六方金属或大多数低对称性的矿物质相比。在这类材料中，在一定温度和应变速率范围内的可用滑移系数目总是很少。可用滑移系数目不足以协调由通常的应变速率张量描述的变形。从数学上讲，这意味着方程(3-11)不总是可解，即独立未知量的数目少于独立方程数。例如，在许多(不是全部)密排六方金属中，只有3个可用滑移系统，即3个{0001}⟨11$\bar{2}$0⟩系统。它们的临界分切应力比其它类型的滑移系统低得多。只有这三个滑称系是不可能协调有c轴方向拉伸或压缩应变参与的任何变形。实验观察已表明，这些变形是通过机械孪生来协调的。在晶体中观察到的c轴向压缩变形与拉伸变形所引发的机械孪生不是同属一种孪生系统的(Philippe 等，1988)。显然，诱发孪生所需的应力要小于激活其它类型的滑移所需的应力。同时可清楚知道这些材料孪生切变本身对应变的贡献是相当大的。那么可以设想，Taylor 模型(考虑机械孪生的)在黄铜中的应用更加切合实际。Philippe 等(1988)用 Taylor 理论已对形变织构作了比较满意的预测。

• p. 125 •

3.7.3 应力-应变曲线

Taylor 理论的等式(3-12)给出了具有晶格取向g的晶粒单位体积消耗的塑变功$P(g)$。这样，有可能估算形变织构模拟的每一应变增量所需的整个多晶体$P(g)$的平均值$\overline{P}$。所有在3.6节中介绍的模型都可以做这样的模拟，$\overline{P}$等于$S\dot{E}$，其中S是宏观拉伸或压缩应力，$\dot{E}$是相应的宏观应变速率，后者是已知的，可以从速率梯度F_{ij}中求得，它可作为Taylor 理论的输入项。所以S等于$\overline{P}/\dot{E}$。相似地，对"简单切变"实验其宏观切应力等于$\overline{P}/\dot{\gamma}$，这里$\dot{\gamma}$是宏观切变速率。简单切变可以通过扭转实验得到。所有这些都表明，在原则上，轴对称变形和简单切变的宏观应力和宏观应变的函数关系都可以预测。

但是，如果临界分切应力τ_s^c保持不变(如在织构预测中经常假定的那样)，那么获得的关系曲线只反映织构形成的影响。如果目的是预测应力-应变曲线的定量关系，那么在一个应变增量中τ_s^c的变化也应模型化。这就要求对单个滑移系统应用实际的加工硬化模型(见本卷的第2章)。

通常假设各个晶粒间的等式(3-13)定义的α_s值和τ^c值是不变的常量，那么就可以计算$\overline{P}$(用 Taylor 或 Bishop-Hill 理论)，

$$\overline{P} = \tau^c \overline{M} \dot{E}_{EQ} \tag{3-23}$$

式中，$\overline{M}$是 Taylor 因子的平均值[式(3-14)]，$\dot{E}_{EQ}$是宏观等效应变速率张量的标量度量，例如 Mises 等效应变速率。在这个公式中，$\overline{M}$只是织构的函数，而参考的临界分切应力τ^c只是位错组态的函数。

• p. 126 •

进一步完善该模型，就要考虑不同晶粒应具有不同的加工硬化速率。除了退火后第一个应变增量外，每一个晶粒的τ^c也应不同。这样，等式(3-14)还可使用，而式(3-23)不适用了。此外，还要建立求解τ^c的模型(见本卷第2章)。τ^c常被认为只是Γ的函数，这里Γ是经最终退火处理后晶粒内发生滑移的绝对值的总和。它可以用3.6节中的模型计算出来。几篇综述性文章介绍了用这一方法预测多晶材料的应力-应变曲线(Kocks，1970；Gil Sevillano 等，1980；Tome 等，1980；Tome 等，1984；Aernoudt 等，1987)，也指出了这一方法

的一些不足之处。Kocks(1970)指出单晶的 $\tau^{c}(\Gamma)$关系不是唯一的，与晶粒取向、激活滑移系数目等有关。Tome 等(1984)也试图用这一方法来解释观察到的在 OFHC 铜拉伸、压缩和扭转变形中所测的等效应力-等效应变曲线的差异(见图 3-16)。结果发现，只有一半的差异可以用这一方法得到解释，而另一半差异不能只归结于织构形成的差别。用更加完善的硬化模型来试图解释"这一半"的差别很有意义(Hihi 等，1985；Asaro Needleman，

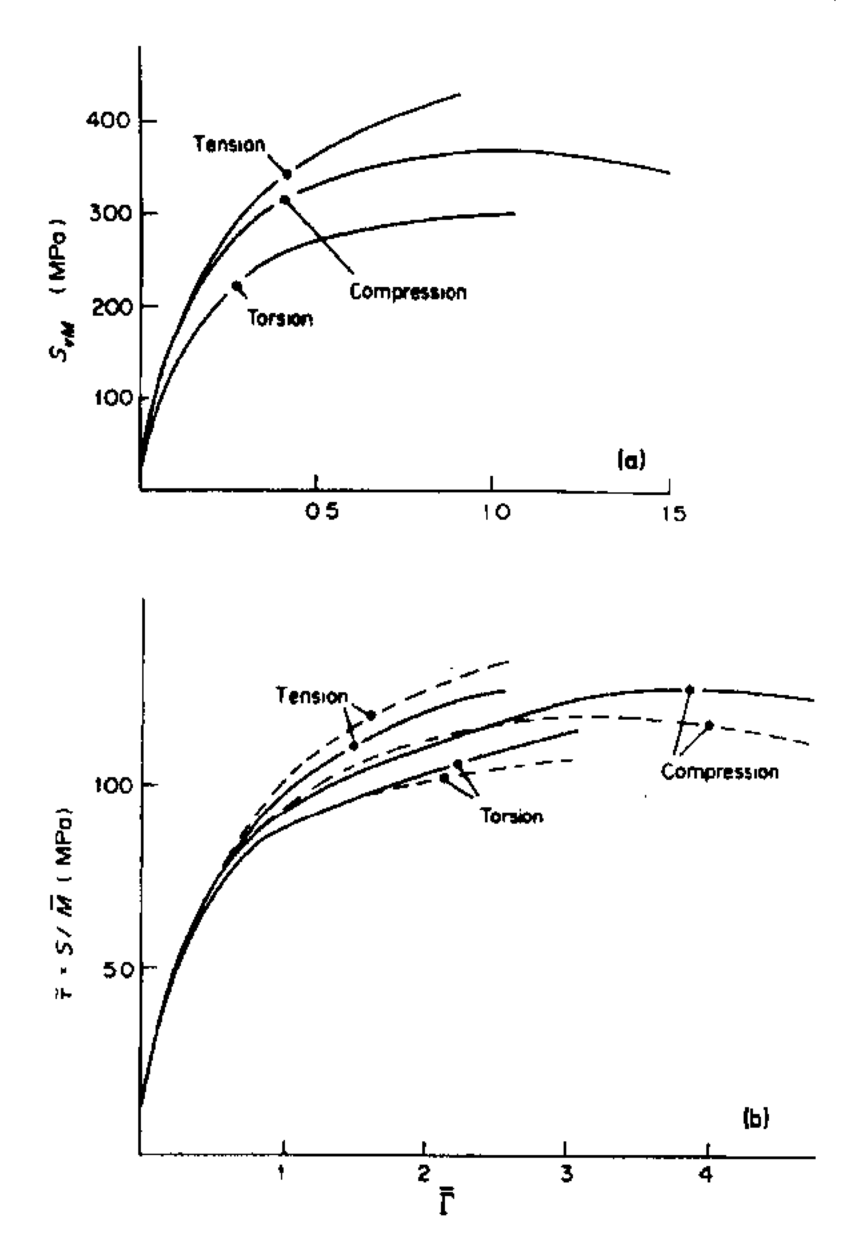


图 3-16 OFHC 铜在不同变形模式下的应力-应变曲线比较(a) 拉伸、压缩和扭转的宏观曲线，$T=293$K，von Mises 等效应变速率$=10^{-2}s^{-1}$(b)由曲线(a)数据得到的平均微观硬化曲线，其中，点状线：宏观应力除以零应变时的平均 Taylor 因子；实线：用改进的方法(应力除以用 $\bar{\Gamma}$ 修正的平均 Taylor 因子)。这里，如果曲线(a)的差别只是由于织构不同引起的话，那么拉伸、压缩和扭转曲线应该是一样的(Tome 等，1984)

1985)，但现在还没有这样的结论。

3.7.4 结　论

这里的大多数结论已在第8届国际材料结构会议(ICOTOM8)上作了大会讨论(Leffers等，1988a)。

3.6节和3.7节中讨论的模型可以用来预测形变织构的形成(或变化)，及对多晶材料的应力-应变曲线的影响。本卷第2章讨论的物理模型对最后一节涉及的应用以便了解临界分切应力的作用也有必要。

看来，现有模型可以合理模拟形变织构的形成和变化，至少对具有较高或中等堆垛层错能的体心立方金属和面心立方金属来说如此。值得注意的是，只有定量地考虑了初始织构这一因素后，实测的与预测的形变织构的定量比较才是有意义的。如果忽略了初始织构，那么造成的误差就会掩盖各种模型间的差别了。

· p.127 ·

在3.5节中讨论过的各种类型的变形不均匀性对黄铜和其它具有较低堆垛层错能的面心立方金属的形变织构产生较大影响。目前还没有一个模型能对这种不均匀性变形进行定量的预测。经典的适用于较高层错能材料的模型，不论是否进行改进，都不能用来模拟黄铜型织构[轧制变形，简单切变，丝材拉拔(Chin，1969)]。至少是轧制织构，以及孪生层片的取向分布(Leffers和Van Houtte，1989)，用改进的Sachs模型(Leffers和Juul Jensen，1991)可以很好地对它进行模拟。现有模型还不能解释晶粒尺寸对形变织构的影响(Leffers等，1988b)。这些影响有可能与显微组织对整个变形模式的微妙作用有关。(3.5.1节，3.5.2节，3.5.3节)。

可以推测，用全约束Taylor理论和用自协调模型进行理论预测带来的区别会随材料的不均匀变形的加剧而增大，如含一硬、一软的两相材料。实际上这种不均匀性可能起源于具有很强的各向异性晶粒(如密排六方金属或大多数的矿物质)的单相材料的晶体学取向的差异上。

3.8 多相材料的变形

3.8.1 双塑性相：应变分配

含双塑性相的结构，当两相的体积分数相当，但各自具有不同的流变应力或硬化特性时，两相所占的应变量大不一样。这一现象首次由Honeycombe和Boas(1948)在含40% Zn的α-β黄铜中作过报道。后来，"应变分配"在许多方面作了定量测算，如：双相钢(Balliger和Gladman，1981；Yegneswaren和Tangri，1983)，Ag-Mg合金(Claredraugh，1949)和α-β'Cu-Zn-Al合金(Adnyana，1982)。例如，图3-17是从高温两相区淬火后的Cu-Zn-Al合金在拉丝过程中塑性应变分布情况。把相组元的形态比(即长宽比)作为测量应变的方法。结果发现，在拉拔开始阶段，软相α相比β'相占有较大部分的应变。但是，由于α相层错能较低，应变硬化快，随应变的增加，两相间的应变差别减少，当总应变$\varepsilon\approx1$时两相应变的分布已很均匀了。在铁素体-马氏体和铁素体-贝氏体钢拉伸真应变$\varepsilon=0.40$时，也观察到类似的情况(Balliger和Gladman，1981)。这种应变分配的不均匀性在大范围屈服一开始

时最大，然后随应变的增加而减少(因两相的应变硬化速率逐渐接近时)。

· p. 128 ·

应变分配意味着较软相绕较硬相流变。尽管这是一个非常复杂的材料流变，但基于简单假设对两相合金的应力-应变行为也进行许多研究。例如，Ashby 模型(1970)是基于含不变形颗粒的弥散硬化合金在变形过程中位错密度逐步增加的实验观察而建立的。位错密度的升高是由于几何相关位错(见 3.4.2 节)发射进入基体中松弛了绕颗粒的位错环产生的高应力集中。相关的组织结构行为特点在本卷第 7 章的“颗粒强化”和第 2 章“加工硬化”中叙述。

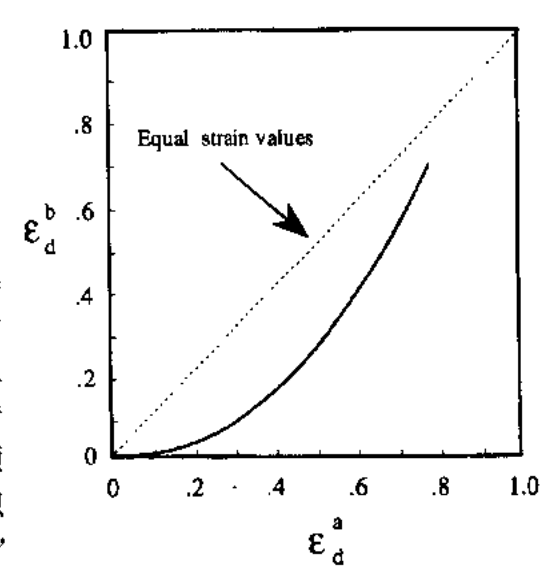


图 3-17 Cu-Zn-Al 合金中 α 和 β' 相间的塑性应变分布(Adnyana，1982)。ε_d^a：α 相中的应变，ε_d^b：β' 相中的应变

对于两韧性相情况可以做类似的解释，但几何相关位错的数量将反映两相的塑性应变差异，所以，模型要做相应的调整：在可比较的应变下，协调位错将更少些。Balliger 和 Gladman(1981)，Sarosiek 和 Owen(1984)等把 Ashby 模型应用到了双相钢中。

此外，为了更好地描述流变曲线，当较软相中的位错达一临界值时发生动态回复现象也必须考虑进去。这就是人们熟悉的发生在多晶体变形初期的现象，即进入了第Ⅲ阶段(Gil Sevillano 等，1981)。

· p. 129 ·

另一些研究者倾向于以不受约束的单相的流变曲线作为基础用应变或应力的混合规则来模型化双相材料的流变曲线(Fischmeister 和 Karlsson，1977)。上述这些方法在物理上都是不正确的，当然至今为止对等轴相的处理也是如此。

两相材料的应变不均匀性也可以用连续体力学方法来处理，如自协调理论，或弹-塑性有限元分析法等。Sundström(1973)，Karlsson 和 Sundström(1974)及 Fischmeister 和 Karlsson(1977)都报告过早期 FEM 的研究。结果发现与实测的曲线定性地符合较好。当然，各组元的行为和更进一步的改进还要进行，如要考虑 Ashby 型的交互作用过程。

当具有两高塑性相经大应变时，假定不考虑织构变化，形变织构会在纤维化的两相结构中形成。但是，现有的结果表明(Wassermann，1969)，硬相的存在总是阻碍软相织构的形成。相反，硬相形成了较强的形变织构，用无约束的 Sachs 型条件取代全约束的 Taylor 条件，进行计算的结果与此相符，拉拔成纤维状结构的两相材料的流变曲线会从抛物线型变成指数型(Wassermann，1973)，这一现象在经强烈拉拔的珠光体钢中也发现，这将在下一段中讨论。

3.8.2 片状珠光体的情况

拉伸强度达 4000MPa 甚至更高的超高强度钢，是通过剧烈冷拔变形得到的具有细小

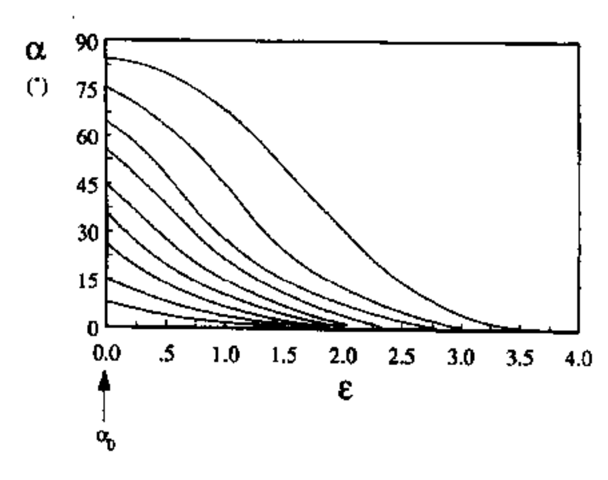


图 3-18 假定在均匀应变条件下初始随机取向的层片结构随应变而重新取向的过程(Gil Sevillano,1974)

片状珠光体结构的材料。共析奥氏体在550℃下进行等温分解可以获得片状间距≈80nm 的层片珠光体。它含有约88%体积分数的铁素体和约12%的渗碳体,铁素体和渗碳体相间层状排列,并形成珠光体束集。在一个原始奥氏体晶粒内可以形成几个不同取向的珠光体束集。在拉拔过程中,层片结构沿拔丝轴向重新取向。假设两相变形是均匀的,晶粒的再取向由式(3-24)给出(Gil Sevillano,1974),

$$\alpha = \arctan(e^{(3/2)\varepsilon}\tan\alpha_0) \quad (3\text{-}24)$$

式中,α_0、α 分别是层片与丝材轴向夹角的初始和瞬时值。

图 3-18 示出了经 $\varepsilon=1$ 时,已有 70%的珠光体束集与丝材轴向在 30°以内的交角;经 $\varepsilon=2$ 时,这部分珠光体束集取向在 10°以内。

实际上,块状和粗层片状的正交结构渗碳体是很脆的,而当经上述处理得到细小尺寸时就可以随铁素体一起变形了。但是,层片束集并不是象在式(3-24)中假设的那样均匀变形的。在拉拔初期阶段,与拉拔轴向夹角较大的珠光体束集趋于弯曲变形(Gil Sevillano,1974)。其它的珠光体束集则以剪切带的形式变形(Aernoudt,1987)。经拉拔丝材的横截面组织如图 3-19 所示,可看出因珠光体束集的平面应变行为和伴随的弯曲变形以适应轴对称变形,结果产生剧烈的组织卷曲(Hosford,1964)。


图 3-19 经拉拔的高碳钢丝横截面的显微组织卷曲特征

· p. 130 ·

尽管存在这些影响,相的显微尺度随拔丝直径几乎成比例地降低,至少是从变形量 $\varepsilon=1.5$ 开始(Langford 和 Cohen,1969)。如果亚结构间距决定了位错的平均自由程和继而决定了流变应力,则应力和应变间存在指数式的关系(正的指数)。例如,Gil Sevillano(1974)对共析体钢得出

$$\sigma = 72 + 1304e^{\varepsilon/4}(\text{MPa}) \quad (3\text{-}25)$$

珠光体钢丝的〈110〉拉拔丝织构的强度至少可达到经强烈拉拔的铁素体钢丝的强度(Watte,1990)。

3.9 应变路径的变化

如上述，低温下变形带来的材料性能的变化同时受两个因素控制：一是位错亚结构的形成；二是织构的形成。两者又是相互影响的，即晶体取向影响一定应变模式下的亚结构，而具有一定亚结构的应变硬化的基体影响激活滑移系的选择，进而也影响了取向的变化。

当在变形过程中改变应变模式时，材料的力学行为取决于在第一个应变方式下产生的亚结构和织构的性质和变化。随后应变可以产生三个不同的现象，即 Bauschinger 效应、交叉效应和应变软化效应(Aernoudt 等，1987)。这三个现象的示意图如图 3-20 所示。前两种现象发生在屈服后的初始阶段，而应变软化现象只在百分之几应变之后才变得明显起来。

· p. 131 ·

Bauschinger 效应是应变反向时材料屈服应力的降低，有时下降很大。例如，拉-压变形，弯曲-伸直变形，或反向扭转试验等(本卷第 11 章)。这与位错反向运动比向前运动容易有关。Bauschinger 效应的主要原因有：预先变形的单相材料中胞状结构的长程背应力(Pedersen 等，1981；Mughrabi，1983)，或预变形的颗粒增强材料中 Orowan 位错环的背应力(Orowan，1959；Brown 等，1971)。实际上，晶界的应力影响不是很重要的(Strauven，1982；Leffers 和 Pedersen，1982)。值得注意的是，Bauschinger 效应是位错增殖引起的内应力的结果(3.4.1 和 3.4.2 节)。

从加载路径的变化来看，Bauschinger 效应不是规则，而是一个特例。实际上，当应力空间所表示的应变矢量改变在一定程度上偏离理想应变反向时，交叉效应就发生，这意味着随后的屈服应力高于原来继续变形的所需的应力。应变不反向的应变路径改变(即产生交叉效应)的例子有：经受平面应变的板材再次沿原来零应变方向作单轴拉伸(Wagoner 和 Laukonis，1983)，两个依次相互垂直的单轴拉伸(Schmitt，1987)等。交叉效应是与在随后的应变模式下开动新的滑移系需更高的应力有关。此时，新的可动位错必须穿过原先存在的林位错，从而产生了潜在加工硬化效应(Aernoudt 等，1987)。

为完整起见，这里不得不提一下，这里考虑的屈服应力实际上是微屈服后的“反向外推应力”(见图 3-21)。

材料屈服后再进一步增加应变时，由于新产生的位错与原来的亚结构会发生湮灭反应，结果导致应变硬化的显著降低，甚至出现应变软化现象。而且当去掉可能的织构的影响后，这种现象还存在(Strauven 和 Aernoudt，1987)。实验发现，在经深度预拉拔的铁素体钢丝中，强烈拉长的雪茄似的亚结构在随后的反向压缩试验中会逐渐转变成等轴的胞状亚结构(Strauven 和 Aernoudt，1987)。反向流变曲线中的最低

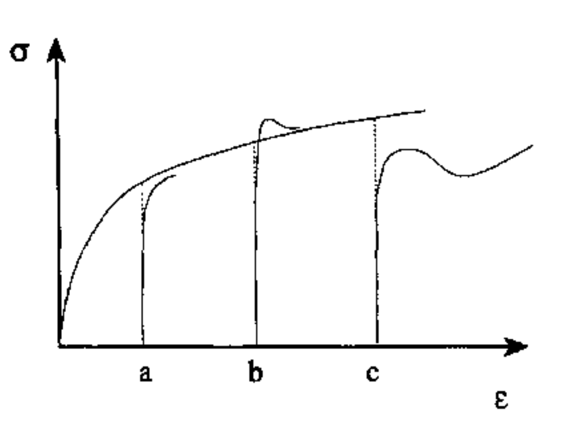


图 3-20　三种应变路径改变的示意图
(a) Bauschinger 效应；(b) 交叉效应；
(c) 应变软化效应

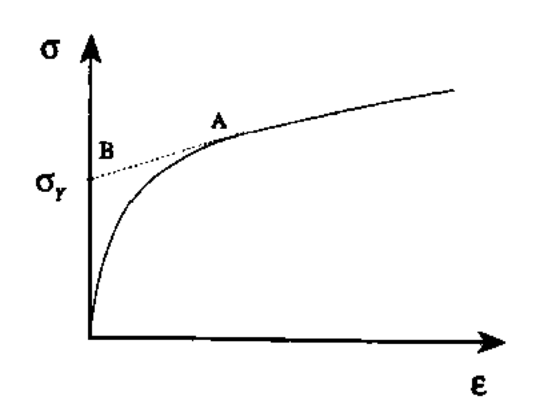
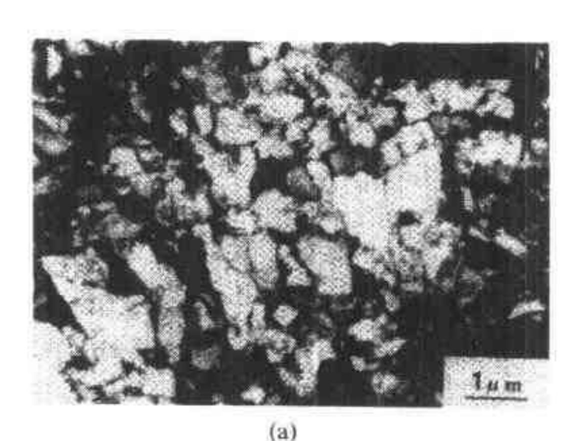
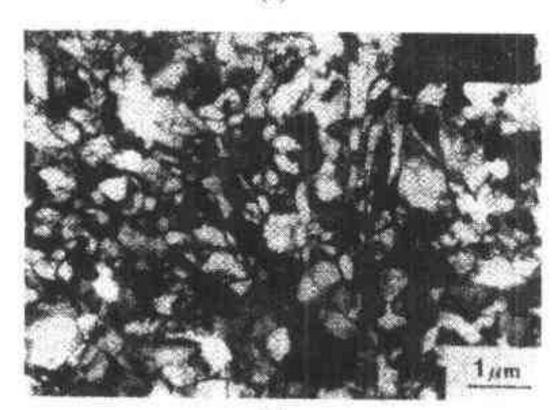


图 3-21 反向外推屈服应力



(a)



(b)

图 3-22 (a) 铁素体钢丝(0.07c,0.32Mn,0.03Si,0.006P,0.025S)拉拔真应变 ε=2.50,随后经压缩变形 ε=0.40 得到的横截面等轴胞状结构(Strauven,1982);(b)该材料经 ε_d=2.50 的拉拔,随后经 500℃回复退火 60min 后得到的等轴胞状结构(Strauven,1982)

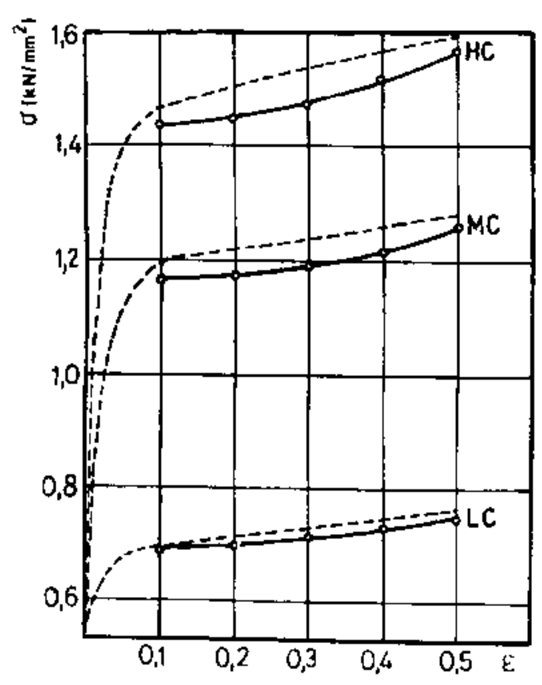


图 3-23 铁素体-珠光体钢的单调(点线)和应变路径改变(实线)后的流变曲线。原应变模式:丝拉拔变形。随后应变模式:在仔细加工的方块试样上沿原横向的压缩变形(Aernoudt 等,1990)。HC:高碳;MC:中碳;LC:低碳

流变应力对应于原先亚结构完全“崩塌”(等轴化)的应变。继续的反向应变使结构逐渐转变为具有饼型形貌的形变亚结构,这是典型的新的应变模式下的结构。图 3-22(a)所示的“崩塌”后的亚结构具有动态回复的、低能位错亚结构。这种结构类似于同种材料经过回复热处理后的组织结构[图 3-22b(Strauven,1982)(Aernoudt,1987)]。

• p. 132 •

在不反向的应变路径变化中,应变软化现象也很明显。图 3-23 示出了经预拉钢丝材料,然后在横向经压缩变形时的流变应力-应变曲线。从中可知,应变路径改变后流变应力也随之降低(Aernoudt 等,1987)。

• p. 133 •

造成单相材料应变软化的动态回复现象对两相材料和颗粒增强材料也起重要作用。

事实上，在上述的铁素体-珠光体和全珠光体钢中也测得了类似的效应，其效应甚至随珠光体含量的增加而加剧，见图 3-24 (De Bleser，1979)。

一个明显的问题是，晶体学取向的变化是如何影响上述各效应的呢？结构软化在原理上是可以解释应变模式变化时的软化现象。

但预先经塑变的材料的几个例子说明，织构对软化转变的影响不是最重要的。有实验表明(Strauven 和 Aernoudt，1987)，经拉拔过的铁素体钢再经压缩变形，预测的织构变化引起了硬化而不是软化。别的研究(Raphanel 等，1986)发现织构对钢板材的反向外推流变应力的影响只是组织结构变化引起的影响的 30%—50%。

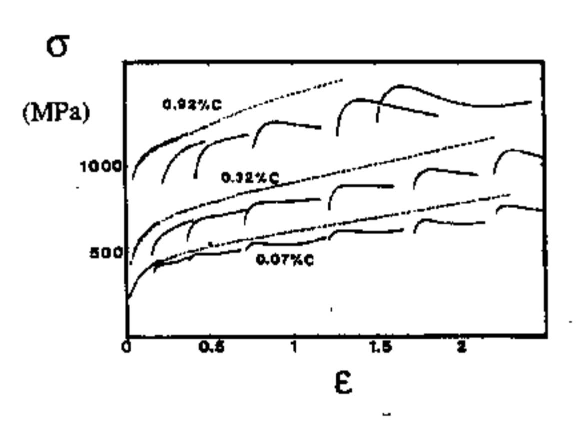


图 3-24　经不同拉拔应变后的铁素体和珠光体钢反向压缩流变曲线。点线表示拉伸流变曲线，通过取自不同拉拔阶段的试样拉伸试验结果估算出来的(De Bleser，1979)

3.10　结束语

本章的许多主题还没有进行详尽的讨论。其中，还应针对更多的材料讨论位错形貌和形变结构的形成。还有一些织构形成的模型变体没有提及。多相材料领域还应更加深入地论述。尽管如此，作者希望有兴趣的读者已对多晶材料经大塑性变形发生的一些现象有一个总的理解，同时了解了形变织构和变形组织形成及两者交互作用的一些最新进展，以及它们是如何共同控制材料的力学性能的变化的。

此外，还希望读者从中了解到，大变形是如何影响多晶体织构的形成和变化的，以及织构和流变应力的理论模型是如何建立的，更重要的是，这些模型本身还存在什么局限性等等。

3.11 参考文献

Adnyana, D. N. (1982), Ph. D. Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium.

Aernoudt, E. (1966), Ph. D. Thesis, Technical University of Aachen, Germany.

Aernoudt, E. (1987), in: *Proc. DGM Symposium on "Ziehen von Stangen, Drähten, Röhren"*: Funke, P. (Ed.). Oberursel, FRG: Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, pp. 7–32.

Aernoudt, E., Van Houtte, P. (1981), in: *Ziehen von Drähten, Stangen und Röhren*. Oberursel, FRG: Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, pp. 71–84.

Aernoudt, E., Gil Sevillano, J., Van Houtte, P. (1987), in: *Constitutive Relations and Their Physical Basis*: Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 1–38.

Aernoudt, E., Strauven, Y., Lu, L., Van Houtte, P. (1990), in: *Proc. 23th Century Aristotle Conference on the Mechanics, Physics and Structure of Materials*, Tessaloniki (in press).

Ananthan, V. S., Leffers, T., Hansen, N. (1991 a), *Scripta Metall. Mater. 25*, 137.

Ananthan, V. S., Leffers, T., Hansen, N. (1991 b), *Mater. Sci. Techn. 7*, 1069.

Asaro, R. J., Needleman, A. (1985), *Acta metall. 33*, 923.

Ashby, M. F. (1970), *Phil. Mag. 21*, 399–424.

Backofen, W. A. (1972), *Deformation Processing*. Reading, MA: Addison-Wesley.

Bacroix, B., Jonas, J. J. (1988), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 403–421.

Balliger, N. G., Gladman, T. (1981), *Metals Sci. 15*, 95–108.

Barlow, C. Y., Bay, B., Hansen, N. (1985), *Phil. Mag. 51*, 253.

Bay, B., Hansen, N. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 137–144.

Bay, B., Hansen, N., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1989), *Mater. Sci. Eng. A113*, 385.

Bay, B., Hansen, N., Hughes, D. A., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1992), *Acta Metall. Mater. 40*, 205.

Bellier, S. P., Doherty, R. D. (1977), *Acta Metall. 25*, 521.

Bishop, J. F. W., Hill, R. (1951 a), *Phil. Mag. 42*, 414.

Bishop, J. F. W., Hill, R. (1951 b), *Phil. Mag. 42*, 1298.

Boas, W., Hargreaves, M. F. (1948), *Proc. Roy. Soc. 193 A*, 89.

Bretheau, T., Caldemaison, D. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 157–161.

Brown, K. (1972), *J. Inst. Metals 100*, 341.

Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1971), *Phil. Mag. 23*, 1185 and 1201.

Budiansky, B., Wu, T. T. (1962), in: *Proc. 4th U.S. National Congress of Applied Mechanics*. New York: ASME, pp. 1175–1185.

Bunge, H. J. (1982), *Texture Analysis in Materials Science*. London: Butterworth.

Cahn, R. W. (1992), in: *Materials Science and Technology*, Vol. 15: Chan, R. W., Haasen, P., Kramer, E. J. (Eds.). Weinheim: VCH Publishers, 429–480.

Canova, G. R., Kocks, U. F. (1984), in: *Proc. ICOTOM 7*: Brakman, C. M., Jongenburger, P., Mittemeijer, E. J. (Eds.). Zwijndrecht: Netherlands Society for Material Science, p. 573.

Canova, G. R., Kocks, U. F., Jonas, J. J. (1984), *Acta Metall. 32*, 211.

Carpay, F. M. A., Chin, G. Y., Mahajan, S., Rubin, J. J. (1975), *Acta Metall. 23*, 1473.

Chin, G. Y. (1969), in: *Textures in Research in Practice*: Grewen, J., Wassermann, G. (Eds.). Berlin: Springer, p. 51.

Chin, G. Y., Hosford, W. F., Mendorf, D. R. (1969), *Proc. Roy. Soc. A309*, 433.

Christodoulou, N., Woo, O. T., McEwen, S. R. (1986), *Acta Metall. 34*, 1553–1562.

Chung, C. Y., Duggan, B. J., Bingley, M. S., Hutchinson, W. B. (1988), in: *Proc. ICSMA 8*: Kettunen, P. O., Lepisto, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 319–324.

Clarebrough, L. M. (1949), *Aust. J. Sci. Res. A. 2*, 72–90.

Cottrell, A. H. (1964). *The Mechanical Properties of Matter*. New York: Wiley, pp. 277–278.

De Bleser, W. (1979), Engineering Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium.

Dezillie, L., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1988), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 357–368.

Dillamore, I. L. (1970), *Met. Trans. 1*, 2464.

Dillamore, I. L., Morris, P. L., Smith, C. J. E., Hutchinson, W. B. (1972), *Proc. Roy. Soc. A 329*, 405.

Duggan, B. J., Lee, C. S. (1989), in: *Materials Architecture*: Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Juul Jensen, D., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 325–329.

Duggan, B. J., Hatherly, M., Hutchinson, W. B., Wakefield, P. T. (1978), *Metals Sci. 12*, 343.

Emren, F., von Schlippenbach, U., Lücke, K. (1986), *Acta Metall. 34*, 2105.

Eshelby, J. D. (1957), *Proc. Roy. Soc. A241*, 376.

Faire, P. Doherty, R. D. (1979), *J. Mater. Sci. 14*, 897.

Fischmeister, H., Karlsson, B. (1977), *Z. Metallkde. 68*, 311–327.

Gass, S. (1969), *Linear Programming Methods and Applications*. New York: McGraw-Hill.

Gerold, V., Karnthaler, H. P. (1989), *Acta Metall. 37*, 2177.

Gil Sevillano, J. (1974), Ph.D. Thesis, Katholieke Universiteit Leuven, Belgium.

Gil Sevillano, J., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1977), *Scripta Metall. 11*, 581–585.

Gil Sevillano, J., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1980), *Progress in Materials Science 25*, 69–412.

Gotthardt, R., Hoschek, G., Reimold, O., Haessner, F. (1972), *Texture 1*, 99.

Haessner, F. (1963), *Z. Metallkde. 54*, 98.

Hansen, N. (1985), *Met. Trans. 16A*, 2167.

Hansen, N. (1990), *Mater. Sci. Tech. 6*, 1039.

Hansen, N., Ralph, B. (1981), *Acta Metall. 30*, 411.

Hansen, J., Pospiech, J., Lücke, K. (1978), *Tables for Texture Analysis of Cubic Crystals*. Berlin: Springer.

Hansen, N., Bay, B., Juul Jensen, D., Leffers, T. (1985), in: *Proc. ICSMA 7*: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, 317–322.

Harren, S. V., Asaro, R. J. (1989), *J. Mech. Phys. Solids 37*, 191–232.

Havlicek, F., Tokuda, M., Hino, S. (1989), in: *Advances in Plasticity (Proc. Plasticity 1989)*, Khan, A. S., Tokuda, M. (Eds.), Oxford: Pergamon Press, pp. 613–616.

Hihi, A., Berveiller, M., Zaoui, A. (1985), *Journal de Mécanique Théorique et Appliquée 4*, 201.

Hill, R. (1950), *The Mathematical Theory of Plasticity*. Oxford: Clarendon Press.

Hill, R. (1965), *J. Mech. Phys. Solids 13*, 89.

Hirsch, J., Lücke, K. (1988), *Acta Metall. 36*, 2863.

Hirsch, J., Virnich, K. H., Lücke, K. (1981), in: *Proc. ICOTOM 6*, Vol. 1; Nagashima, S. (Ed.). Tokyo: The Iron and Steel Institute of Japan, p. 375.

Hirsch, J., Lücke, K., Hatherly, M. (1988), *Acta Metall. 36*, 2905.

Honeff, H., Mecking, H. (1981), in: *Proc. ICOTOM 6*, Vol. 1: Nagashima, S. (Ed.). Tokyo: The Iron and Steel Institute of Japan, p. 347.

Honeycombe, R. W. K., Boas, W. (1948), *Aust. J. Sci. Res. A. 1*, 70–84.

Hosford, W. F. (1964), *Trans. Met. Soc. AIME 230*, 12–15.

Hu, H. (1962), *Acta Metall. 10*, 1112.

Hu, H. (1969), in: *Textures in Research and Practice*: Grewen, J., Wassermann, G. (Eds.). Berlin: Springer-Verlag, pp. 200–226.

Hu, H., Cline, R. S. (1961), *J. Appl. Phys. 32*, 760.

Hu, H., Goodman, S. R. (1963), *Trans. Met. Soc. AIME 227*, 627.

Hughes, D. A., Hansen, N. (1991), *Mater. Sci. Tech. 7*, 544.

Humphreys, F. J., Kalu, P. N. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 917.

Hutchinson, J. W. (1984), *Scripta Metall. 18*, 421; 423–458.

Juul Jensen, D., Hansen, N. (1990), *Acta Metall Mater. 38*. 1369.

Karlsson, B., Sundström, B. O. (1974), *Mater. Sci. Eng. 16*, 161–168.

Kocks, U. F. (1970), *Met. Trans. 1*, 1121–1143.

Kocks, U. F., Canova, G. R. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 35–44.

Kocks, U. F., Chandra, H. (1982), *Acta Metall. 30*, 695.

Korbel, A., Martin, P. (1986), *Acta Metall. 34*, 1905.

Korbel, A., Richert, M., Richert, J. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 445–450.

Kröner, E. (1961), *Acta Metall. 9*, 155.

Langford, G. (1977), *Metall. Trans. 8A*, 861–875

Langford, G., Cohen, M. (1969), *Trans. ASM 62*, 623–628.

Leffers, T. (1968a), *Scripta Metall. 2*, 447.

Leffers, T. (1968b), *Risø Report No. 182*. Roskilde: Risø National Laboratory.

Leffers, T. (1975a), *Risø Report No. 302*. Roskilde: Risø National Laboratory.

Leffers, T. (1975b), *Scripta Metall. 9*, 261.

Leffers, T. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 55–71.

Leffers, T. (1988), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 273–284.

Leffers, T., Ananthan, V. S. (1991), *Textures and Microstructures 14–18*, 971–976.

Leffers, T., Bilde-Sørensen, J. B. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 1917.

Leffers, T., Juul Jensen, D. (1991), *Textures and Microstructures 14–18*, 933–952.

Leffers, T., Pedersen, O. B. (1982), in: *Proc. ICSMA 6*: Gifkins, R. C. (Ed.). Oxford: Pergamon Press, pp. 75–82.

Leffers, T., Van Houtte, P. (1989), *Acta Metall. 37*, 1191.

Leffers, T., Asaro, R. J., Driver, J. H., Kocks, U. F., Mecking, H., Tomé, C., Van Houtte, P. (1988a). In: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 265–272.

Leffers, T., Juul Jensen, D., Hansen, N. (1988b), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 449–454.

Leffers, T., Ananthan, V. S., Hansen, N. (1991), in: *Proc. ICSMA 9*: Brandon, D. G., Chaim, R., Rosen, A. (Eds.); London: Freund Publishing House, pp. 725–732.

Li, J. C. M. (1969), *Phil. Mag. 19*, 189.

Lloyd, D. J. (1987), in: *Formability and Metallurgical Structure*: Sachdev, A. K., Embury, J. D. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 193–209.

Malin, S., Hatherly, M. (1979), *Metal. Sci. 13*, 463.

Mathur, K. K., Dawson, P. R. (1989), *International Journal of Plasticity 5*, 67–94.

Mecking, H. (1981), in: *Deformation of Polycrystals*: Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 73–86.

Molinari, A., Canova, G. R., Ahzi, S. (1987), *Acta Metall. 35*, 2983.
Mughrabi, H. (1983), *Acta Metall. 31*, 1367.
Orowan, E. (1959), in: *Internal Stress and Fatigue in Metals*. Elsevier, p. 1959.
Partridge, P. G. (1967), *Met. Rev. 2*, 169.
Pedersen, O. B. (1987), *Acta Metall. 35*, 2567.
Pedersen, O. B., Leffers, T. (1987), in: *Constitutive Relations and Their Physical Basis*: Andersen, S. I., Bilde-Sørensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde: Risø National Laboratory, pp. 147–172.
Pedersen, O. B., Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1981), *Acta Metall. 29*, 1843.
Philippe, M. J., Esling, C., Hocheid, B. (1988), *Textures and Microstructures 7*, 265.
Randle, V., Ralph, B. (1988), *Revue Phys. Appl. 23*, 501.
Raphanel, J. L., Schmitt, J.-H., Baudelet, B. (1986), *Intl. J. Plasticity 2*, 371–378.
Sachs, G. (1928), *Z. Verein Deut. Ing. 72*, 734.
Saka, H., Iwata, T., Imura, T. (1978), *Phil. Mag. 37*, 291.
Sarosiek, A. M., Owen, W. (1984), *Mater. Sci. Eng. 66*, 13–34.
Schmitt, J. H. (1987), Ph. D. Thesis, University of Grenoble, France.
Skalli, A., Fortunier, R., Fillit, R., Driver, J. H. (1985), *Acta Metall. 33*, 997–1007.
Strauven, Y. (1982), Ph. D. Thesis, University of Leuven, Belgium.
Strauven, Y., Aernoudt, E. (1987), *Acta Metall. 35*, 1029–1036.
Sundström, B. O. (1973), *Mater. Sci. Eng. 12*, 265–276.
Taylor, G. I. (1938), *J. Inst. Metals 62*, 307.
Thompson, A. W. (1977), in: *Work Hardening in Tension and Fatigue*: Thompson, A. W. (Ed.). New York: AIME, pp. 89–126.
Thornburg, D. R., Piehler, H. R. (1975), *Met. Trans. 6A*, 1511.
Tomé, C., Canova, G. R., Kocks, U. F., Christodoulou, N., Jonas, J. J. (1984), *Acta Metall. 32*, 1637–1653.
Tomé, C., Canova, G. R., Ahzi, S., Molinari, A. (1988), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 395–400.
Toth, L. S., Gilormini, P., Jonas, J. J. (1988), *Acta Metall. 36*, 3077.
Van Houtte, P. (1978), *Acta Metall. 26*, 591–604.
Van Houtte, P. (1982), *Mater. Sci. Eng. 55*, 69–77.
Van Houtte, P. (1984), in: *Proc. ICOTOM 7*: Brakman, C. M., Jongenburger, P., Mittemeijer, E. J. (Eds.). Zwijndrecht: Netherlands Society for Material Science, pp. 7–23.
Van Houtte, P. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys (Proc. ICSMA 7)*, Vol. III: McQueen, H. J., Bailor, J. P., Dickinson, J. L., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Toronto: Pergamon Press, pp. 1701–1725.
Van Houtte, P. (1988), *Textures and Microstructures 8–9*, 313–350.
Van Houtte, P. (1990), *Manual of the MTM-QTA Software System, Internal Report*. Leuven: Dept. MTM, K. U. Leuven.
Van Houtte, P., Mols, K., Van Bael, A., Aernoudt, E. (1989), *Textures and Microstructures 11*, 23–39.
Wagner, F., Canova, G., Van Houtte, P., Molinari, A. (1991), *Textures and Microstructrures 14–18*, 1135–1140.
Wagoner, R. H., Laukonis, J. V. (1983), *Met. Trans. 14A*, 1487.
Wassermann, G. (1969), *Metall 25*, 414–417.
Wassermann, G. (1973), *Z. Metallk. 64*, 844–848.
Watté, P. (1990), unpublished results. Leuven: Dept. MTM, K. U. Leuven.
Yegneswaran, A. H., Tangri, K. (1983), *Z. Metallk. 7*, 521–524.
Yeung, W. Y., Hirsch, J., Hatherly, M. (1988), in: *Proc. ICOTOM 8*: Kallend, J. S., Gottstein, G. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 467–472.

一般阅读资料

Ashby, M. F. (1970), *Phil. Mag. 21*, 399–424.
Backofen, W. A. (1972), *Deformation Processing*. Reading, MA: Addison-Wesley.
Bunge, H. J. (1982), *Texture Analysis in Materials Science*. London: Butterworth.
Fischmeister, H., Karlsson, B. (1977), *Z. Metallkde. 68*, 311–327.
Gil Sevillano, J., Van Houtte, P., Aernoudt, E. (1980), *Progress in Materials Science 25*, 69–412.
Hill, R. (1950), *The Mathematical Theory of Plasticity*. Oxford: Clarendon Press.
Hutchinson, J. W., Anand, L., Asaro, R. J., Needleman, A., Canova, G. R., Kocks, U. F., Stout, M. G., Clifton, R. J., Duffy, J., Hartley, K. A., Shawki, T. G., Hatherly, M., Malin, A. S., Onyewuenyi, O. A. (1984), *Scripta Metall. 18*, 421–458.
Kocks, U. F. (1970), *Met. Trans. 1*, 1121–1143.
Leffers, T., Bilde-Sørensen, J. B. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 1917.
Leffers, T., Juul Jensen, D. (1991), *Textures and Microstructures 14–18*, 933–952.
Wenk, H. R. (1985), *Preferred Orientation in Deformed Metals and Rocks: An Introduction to Modern Texture Analysis*. Orlando, FL: Academic Press.

4 位错组态

Ladislas P. Kubin

L. E. M. ,CNRS-ONERA (OM),Châtillon Cedex,France

(焦汇胜译　陶春虎校)

目录

符号与缩语表

a	晶格参数
$\mathbf{b}$,b	位错伯格斯矢量及其模
c_i	组元 i 的浓度
d	位错胞尺寸或位错胞壁间距
d_0	滑移面间距
D	扩散系数
E	位错弹性交互作用能
f_c,f_w	位错胞核心的体积分数与位错胞壁的体积分数
h	位错偶极子宽度
J,j	位错能量及模量
k_B	玻尔兹曼常量
K	约化应力与约化位错胞尺寸或位错胞壁间距的关系因子
l	位错平均间距
p	控制参量
q	波数
R_a	Rayleigh 数
R_c	长程弹性交互作用的切断半径
T	温度
v	位错运动速率
$\bar{v}$	位错运动的平均速率
y	特征湮没距离
y_c	位错交滑移特征距离
y_e,y_s	刃位错和螺位错临界湮没距离
α	约化应力与位错平均间距的关系因子
β	慢速位错偶极子对可动位错的阻碍率
ε	弹性应变
$\dot{\varepsilon}$	弹性应变速率
γ	剪切应变
$\dot{\gamma}$	剪切应变速率

Γ_0, Γ	位错线张力
λ	空间结构的波长
μ	剪切模量
υ	泊松比
Π	单位滑移面积上的交滑移几率
ρ	位错密度
ρ_i	不可动位错密度
ρ_f	林位错密度
ρ_m	可动位错的平均密度
σ	应力
σ_a	外应力
σ_i	内应力
τ	分切应力
τ_a	分外应力
τ_c	位错胞相的应力
τ_{het}	平均宏观流变应力
τ_w	位错胞壁的应力
ϕ	Schmid 因子
ω	倍率因子
LEDS	低能位错结构
PSB	驻留滑移带
TEM	透射电子显微镜

• p. 140 •

从总体上来说，虽然人们已经掌握和了解了简单晶体结构中的单个位错的特性，但是对于变形过程中的高密度位错的性质的掌握和了解还相距甚远(J. Friedel,1979)。

4.1 引　　言

4.1.1 位错理论和集合效应

位错理论研究的主要目的是能够对基体材料的机械性能进行预测，或者至少能够解释材料的物理性能及结构缺陷。尽管人们在精心控制的实验条件下，特别是对单晶材料上作了详细的研究，但迄今为止的研究结果距上述目的仍存在一定的距离。位错理论的主要成就是可动位错与材料中有规律或随机分布的局部缺陷之间的交互作用。材料塑性变形速率是单个位错切过这种障碍物几率的集合效应，这等效于假定所有的位错行为都是独立的。这使得位错理论在一定精度范围内能够对屈服强度的热分量进行预测。

但是，对单晶或多晶材料的实验观察来看，塑性变形从一开始就是不均匀的，它总是集中于样品的一很小部分(仅为百分之几)。这个"活动体积"(Schwink,1966;Neuhäuser,1983)以及在试样轴向上的分布与样品的微观组织及变形条件有关，并且随应变的发展变化也不能由理论来预测。由那些均匀变形模型所预测的变形速率与局部变形速率相比，其数值能相差一到两个数量级，至少在中等形变中是这样的。

一般来说，在各种观察尺度上，即宏观、细观(光学或金相)及微观都存在形变的非均匀性。材料组织上的不稳定性可以由位错理论来解释，而几何不稳定性(如颈缩和各种形态的剪切带)则可在微观力学的范畴内得到更好的解释。但是在以上两种情况中，一些基本的问题，如不均匀变形发生的条件，它们的度量定律及其动力学仍然是不清楚的。

在中等变形和大变形中，由于不可动位错和运动速率较慢的位错的密度很快的增加，会引起位错滑移阻力的增加，从而也会导致长程内应力和加工硬化程度的增加。在透射电镜下可以观察到这些位错形成了各种各样的二维或三维排列方式，例如位错墙和位错槽或位错胞结构；位错排列在位错密度高的区域要比位错密度低的区域更规则(有关这一方面的综述参见 Louchet 和 Bréchet,1988;Amodeo 1988;Hansen 和 Kuhlmann-Wilsdorf,1986 及其它一些相同次会议上的文献)。材料的微观结构与应变硬化性能之间的关系是很多唯象模型的研究对象。在最简单的情况下，位错密度是均匀的，它随时间或应变的变化是通过位错的产生和湮灭的平衡来维持的。很多细致的模型按照实验观察均假定了一种可动位错和不动位错的特定的分布方式，并把它作为与基本材料具有相同机械性能的最小体积单元。在学术界中仍在争论中的一些基本问题是：什么是有序或半有序位错结构产生的条件？我们把这种结构称之为组态；哪些材料参数在材料的变形中影响试样的几何外形、微观组织的发展变化，它们与加工硬化有什么关系以及长程内应力的形成是否与位错组态有关等。

• p. 141 •

尽管以上对位错理论及其局限性的描述有些简单，但是人们很早就认识到需要有一个统一的位错集合效应模型以及位错组态在加工硬化和局部应变中的作用模型。通过对相互作用的位错的动力学研究，人们在近 20 年才建立起研究位错的理论和数学方法。

位错理论的应用起源于80年代中期，下面我们将会看到一些有意义的结果。到目前仅仅对材料的某些实际状态进行了研究，并且这一领域还刚刚起步。然而位错的集合效应与位错组态之间的关系在远离热力学平衡的条件下的系统中已经建立起来了。这些成就读者将会在近来的研究工作(Bréchet,1987;Lépinoux,1987;Amodeo,1988;Schiller,1989)和近来的三次会议中看到(参见一般性阅读)。本章的目的在于对这一新的领域的基本概念和将来的发展潜力作一评述。

在本节部分后面篇幅里，我们将介绍一下位错组态的构成，即内应力、位错数量和位错的交互作用。在4.2节里，我们简述了近年来的一些有序位错结构的模型，同时也指出了它们的局限性，在4.3节中回顾一下反应扩散框架下的位错组态的理论研究，在4.4节中介绍了数学模拟的研究方法。

4.1.2 内应力

位错线上任一无穷小的部分都通过长程弹性应力与晶体中其它的位错发生交互作用。有一些位错段属于同一位错线或位错环，这些交互作用的累积结果与位错段弯曲的张力或位错环的扩展力相抵消。这些交互作用力的总合定义为位错线张力 T_0。我们在位错线张力的研究中假定，当距离超过一定的临界范围如位错的平均间距，其它位错对这条位错的作用就相互抵消，这样在简化条件下线张力可以写为

$$\Gamma_0 \approx [\mu b^2/4\pi k]\ln(\rho^{-1/2}/b) \tag{4-1}$$

• p. 142 •

式中，μ 为剪切模量，k 为与位错特征有关的系数，ρ 为位错密度。对于一个全位错，位错芯的半径是伯格斯矢量 b 的整数倍。要确定位错结构中的一段位错的线张力并不是一件容易的事(Hirth 和 Lothe,1968)，但是当考虑到线张力的作用时，由于切断半径进入了一个对数项中，它的精确值就不太重要了。然而，实际上来自切断半径范围内的位错作用力的总和导致了一个非零的张应力，即内应力。下面将会看到，切断半径的值相当重要。如果我们假定，平均来说，位错线上无穷小的一段位错在最大距离 R_c 内受它周围的环境影响，那么线张力就可以写为

$$\Gamma \approx [\mu b^2/(4\pi k)]\ln(R_c/b) \tag{4-2}$$

是否必须把位错的弹性交互作用分解为局部交互作用(小于切断半径 $e^{-\frac{1}{2}}$)和长程交互作用(直到 R_c)在理论上是不重要的，因为位错的运动速度与所受的应力有密切关系，应力速度关系中的应力组元必须定义为连续的。Seeger(1955)把塑性流变的驱动力或有效应力定义为外应力和内应力作用的差值。这是建立在塑性变形的微观研究方法基础上的，其中包括下面的几点：必须确定在所研究的某一位置上微观组织中相互作用的位错对的总量(长程交互作用)、它们对微观组织稳定性的影响以及位错组态随着时间和应变的增加、微观组织的进一步的变化情况。

• p. 143 •

图4-1示出了典型的位错组态，其内应力的计算是一项典型的位错的理论工作。在没有外应力的情况下，这些组态产生的内应力作用的结果或者是长程的位错塞积，或者是短程的位错偶极子或多极子。图4-2表示了三种典型的位错组态：随机分布的位错(a)自屏蔽状态(b)即一个给定符号的位错，在它周围被具有与之相反符号的位错所包围以及极化

的位错组态(c)，即一边是具有相同符号的位错，另一边是具有与之相反符号的位错。在位错随机分布的情况下，位错趋向于布满整个晶粒。切断半径以外的范围具有晶粒尺寸的数量级，其值可减小到位错周期结构或近似周期结构的平均间距(Wilkens，1969，Wilkens 和 Kronmüller，1975)。在图 4-2(b)的位错组态中，内部的位错被周围的位错有效地屏蔽了，这对于受到压应力与拉应力是一样的。在外应力不太大的疲劳变形的材料中这种位错组态可以形成且是稳定的。在单轴变形中，就产生如图 4-2(c)的极化态配置，这种组态在其内部产生了一个与外应力相同方向的内应力，在位错组态的外部产生了一个反向应力(Hasegawa 等，1986)。

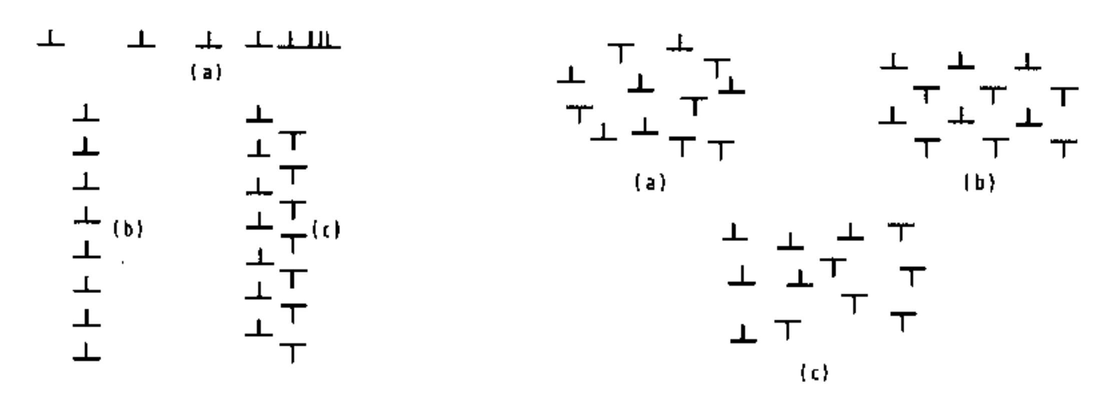


图 4-1　基本位错组态：(a) 位错塞积(b) 位错墙(c) 偶极子墙

图 4-2　小位错群可能出现的三种组态：(a)随机状态；(b)多极子态；(c)极化态

由于位错之间的弹性交互作用使得位错有产生自屏蔽和形成偶极子排列的倾向，这样也有效地减少了它们总的交互作用能。这里指出了一种解决位错组态问题的能量和热力学方法，但是如在 4.2.3 节中所讨论的那样，在这个框架下只能处理静态问题。实际的位错组态远不是如图 4.1 和图 4.2 中所示的理想组态，而是更加复杂。这是由于在位错高密区的回复或松弛与位错贫乏区和位错高密区之间界面处存在可动位错运动的干扰之间持续的竞争。

位错之间的交互作用或者可动位错与位错墙以及位错缠绕之间的交互作用形成位错高密区。位错的运动速率、积累以及位错反应均导致应变硬化。因此对应变硬化的理解意味着对位错组态形成机理的理解，如：什么是它们的几何特征(位错胞壁取向，位错胞维数，位错密度)？它们是如何随应变和温度进行变化的？实际上在对加工硬化的研究中，人们已经对不同变形阶段微观组织的变化十分清楚了(参见 Gil Sevillano，本卷的第 2 章)。

如果每一个位错在一定的范围内例如切断半径 R_c 内，对它周围的组态十分敏感，那么，这个位错对于在交互作用范围内的其它的位错也具有同样的反作用。因此每一位错都是内应力源，同时又受到内应力的作用。因而，内应力是非局部量，也就是意味着对于每一给定位置的内应力的值取决于在一定范围内其它位错的分布。对这一多体问题的数学处理是位错组态理论中的主要的难点。在这里有各种不同的处理方法，它们或者强调受到应力时位错组态产生的长程应力或者强调受到应力时位错的自屏蔽倾向。同时，在位错初始的随机分布状态下对位错组态和内应力产生的机制的分析方法上也是不同的。

4.1.3 位错群-可动位错和林位错密度

Orowan 公式尽管是近似表达(Nehäuser,1980),但仍被广泛采用,通常写成下面的形式:

$$\dot{\varepsilon} = \sum_i \Phi_i \rho_{mi} b_i \bar{\nu}_i \tag{4-3}$$

式中,$\dot{\varepsilon}$ 是总应变速率,ϕ 是 Schmid 因子,ρ_m 是可动位错的平均密度,$\bar{\nu}$ 是位错运动的平均速率。

• p. 144 •

上式是对整个系统的求和。由于它们在变形过程中会发生变化,因而 ρ_m 和 $\bar{\nu}$ 的值与时间有关,事实上,它们也与空间位置有关,因此式(4-3)中的应变是局部应变速率。在理想条件下,总的变形速度可通过式(4-3)对试样整体体积积分得到,得到宏观的本构形式,它包含了长度尺度上与材料本质相关的不均匀滑移。然而,为达到这一目的,必须计算出材料中局部应变速度已被确定的各种体积组元在空间的交互作用。

这里,很自然的要考虑到两种密度,即可动位错密度和林位错密度。可动位错传递应变速度,而林位错,可动或不可动,都要被可动位错所交割。每一种位错都有自己的增殖和湮没速率。可动位错的增殖是通过 Frank Read 位错源或位错环的扩展进行的,它们会进一步相互湮没或通过与林位错的交互作用变成不可动位错或者形成稳定的不可动结构。不可动位错在回复机制中阻止可动位错形成更高的密度。

对于必须进行模型化的情况,就必须确定不同位错的数量;在位错组态研究中,仅仅对可动位错与林位错的区分就可能不够了。一种位错的数量是位错或具有相同的增殖、运动、湮没特点的基本组态的总和。因此,林位错应该进行更细致的区分,如位错偶极子和多极子、不可动结点,在交滑移中的可动位错以及位错缠绕。从原理上讲,我们还应当区分不同符号、不同特点和不同柏氏矢量的位错,所有这些不同的位错群,都通过位错交互作用来改变它们的密度。迄今为止,还没有一个模型能够涵盖如此复杂的区分,所有的尝试都将在第 4.3 节中进行论述,它们中最多的只区分了两种位错,即:可动位错和林位错。

4.1.4 滑移组态

• p. 145 •

现在已经有了大量的有关各种单晶体材料表面滑移线形态的实验数据。Nehäuser (1983)对早期的研究成果进行了总结,并把注意力集中到近来有关滑移组态形成的动力学方面。大量的实验结果是来自对面心立方晶体表面的观察,特别是对铜晶体在变形的第二和第三阶段的研究(参见 Mader,1957)。当样品在变形中突然产生一定数量的位错线(10-20 条)时就会在样品表面上留下细的滑移线,其长度是滑移面上障碍物间距的倍数,这些障碍物是位错多极子簇,可动位错可以穿过它们。这就导致在早期的模型中,把流变应力作为可动位错克服由位错塞积造成的长程内应力所需要的力。这些细小的滑移线的间距与流变应力成反比,这个力可以被理解为可动位错绕过位错塞积所需的力或与位错塞积前端的螺位错湮没所需的力。然而,TEM 的观察结果没有提供强有力的证据来证明位错塞积的存在和如模型中所述的流变应力由林位错机制所控制。正如 Basinski 和

Basinski (1979),Nabarro(1986)和 Takamura(1987)在他们的文章中所说的:人们对滑移线的空间分布和加工硬化之间的关系的理解还是很模糊的,对加工硬化的细节还没有形成一致的观点。

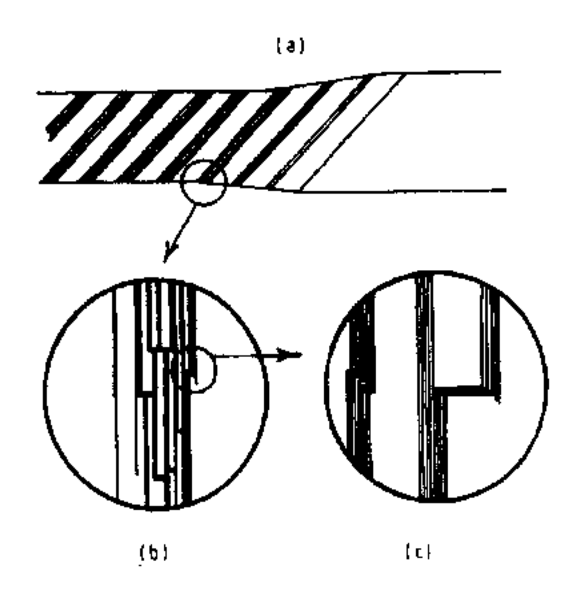


图 4-3 中子辐射铜晶体的滑移花样的分级结构(a) Lüders 带(宏观);(b) 滑移带束(细观);(c)由滑移线组成的滑移带(微观)[引自 Neuhäuser(1983)]

人们很早就已经注意到,滑移带具有相当复杂的结构,在观察尺度上可以延伸到几个数量级:宏观、细观和微观。下面的话是从 Basinsk 和 Basinski(1979)中摘引的,"眼睛看到的一条线在光学显微镜下就是一簇细线,在电子显微镜下看,这每一条细线,就又变成了一簇更细的线"。图 4-3 所示的是受中子激发过的铜表面的结构(Nehäuser,1983),这种结构具有分形的特点。在一定的放大倍数下,通过对变形的 Cd 单晶上滑移线的空间分布和滑移线梯形的阶梯数的分析,在得到的维数中可以发现上述特点(Sprušil 和 Hnilica,1985),其它还有如 Kleiser 和 Boček(1986)已出版的对 Cu 和 Co 晶体变形的研究以及 Neuhäuser(1988a,b)在中子激发的 Cu 上的研究。对于 Cd 和 Cu 来说,以 0.5 的维数形成的自相似分布扩展到两个数量级,而中子激发的 Cu 的分形维数则为 0.7。在 Hornbogen(1989)对金属材料的微观结构中的分形的论述中强调,这些结果还需进一步的证实,它们的物理含义还是不明确的。

• p. 146 •

人们倾向于把滑移线的形成过程处理成不稳定态,它们或者由位错的快的起始增殖速率引起(Estrin 和 kubin,1986),或者由于微观组织的软化引起(参见 Luft,1991),如低合金化材料由短程有序的破坏而造成的软化(Olfe 和 Neuhäuser,1988)。每一条滑移线滑移过程,都有一个有限的开动时间,在其后将被加工硬化或反向应力阻止了位错源的开动而使滑移停止。塑性变形速率就是在从新产生的位错线变成不动的旧的位错线的过程中维持的。新的滑移线或者沿试样卡规长度方向随机分布出现或者有一定的先后顺序,导致类似的 Lüders 滑移扩展。后者是在对铜合金早期变形的研究中发现的(Nehäuser,1983)。我们对滑移体空间分布的两种形式,即有序和无序,还没有更深刻的了解。滑移线成束成簇出现的倾向说明在不同的尺度上有不同的交互作用存在。另外,薄晶体中的 grip 效应(Shinohara 等,1986)或表面效应也明显影响滑移线的花样。与滑移扩展相关的长度尺度,如类似 Lüders 带的宽度(或真正的 Lüders 带)和它们的平均扩展速度,在目前的各种模型中都是一个自由参量(Kocks,1981)。假定交滑移机制导致滑移扩展,那么在位错塞积的长程动力学应力场的影响下或几何约束下,这个问题在细观尺度可以得到解决,而不是在微观尺度上(Estrin 和 Kubin,1991)。

总的来说,人们对滑移线花样的主要特征的理解还没有形成一致的观点。这些特征包

括：有滑移痕迹的层次结构、滑移线与应变硬化的关系，滑移线的分布在随机和有序之间的转变以及滑移线之间交互作用的本质和从一个滑移到另一个滑移激活的转变机制。

4.1.5 林位错组态

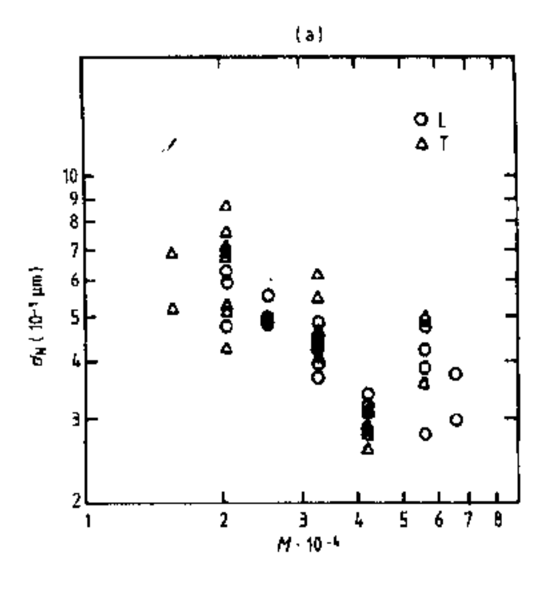
当试样的应变为百分之几的数量级时，人们认为此时可动位错的密度已经饱和，饱和值取决于位错增殖速率和湮没或积累速率的平衡。位错积累的结果导致晶体中不可动位错或者接近不可动位错的密度的增加。可动位错能够被位错偶极子和多极子所捕获或者是受到结点和位错锁的阻止形成了各种位错结构，它们分别被命名为位错缠绕、位错网络、位错团、位错壁、……。在应变达到某些临界值时，不可避免地出现或多或少的有序态。在铜单晶的疲劳过程中形成驻留滑移带(PSBs)、位错壁和位错通道以及层状结构等都说明了位错结构的空间有序。在中温和高温的蠕变过程中或者在低温变形过程中形成的位错胞结构，虽然不是很理想的空间有序但已具有明显的倾向。对于在塑性变形中位错微观结构发展变化及其与应变硬化的关系，读者可以参考 Gil Sevillano(本卷)，Basinski 和 Basinski(1979)和 Nabarro(1986)的文章。人们对材料的性能(交滑移，合金化效应)以及实验条件(温度，实验模式)对林位错组态的影响已经有较深刻的理解(Louchet 和 Bréchet，1988；Kubin 等，1989)。下面我们将集中到其中的两点上。

• p. 147 •

位错组态形成的必要条件是位错之间的交互作用必须显著地增大流变应力。因此，具有低屈服强度和高应变硬化率的材料如面心立方金属，在较小的应变下就会形成位错组态，而具有高屈服强度和中等应变硬化率的材料，如体心立方金属，在低温下一个较大的应变范围内都倾向于保持微观结构的均匀性。位错之间的交互作用可以分为两种类型：长程交互作用，如交互作用距离大于位错的平均间距 $\rho^{-1/2}$，或短程交互作用，如相互作用的两段位错能够形成位错偶极子或 Lomer-Cottrell 位错锁。在第 4.2 节中所讨论的模型中通过位错组态形成的原因把局部和长程交互作用区别开来，而称之为位错扩散反应机制的模型(参见 4.3 节)则试图同时对这两种作用进行处理。正如 Saada(1990)所提到的，这两种作用具有相同的数量级，以致于在实际研究中很难将它们区别开。同时也没充足的理由一定要将它们分开。

• p. 148 •

在下面所要讨论的带有调制结构的所有位错组态模型和理论中都包含一种或两种长度尺度，例如位错富集区和位错稀疏区的宽度或位错胞壁之间通道的宽度等。这里隐含的假定条件是林位错组态可以认为具有周期结构，尽管在事实上并不总是这样。Hansen 和 Kuhlmann-Wilsdorf(1986)在讨论冷轧铝材的位错微观结构时观察到“大的位错胞分裂成小的位错胞，小的位错胞进步分裂成更小的位错胞”。上面的话是对自相似性(如分形)的又一描述。图 4-4 是从 Gil Sevillano 等人(1991)的报告中摘引下来的，图中示出了冷轧铜材中的位错壁的平均间距依赖于第三阶段的变形率，分形维数为 1.9，而第四阶段的结构为 Euclidean 结构(维数为 1)。第四阶段的微观组织是由具有较低界面能的内部自组的亚晶构成，与第二和第三阶段的位错胞结构形成鲜明的对比(参见 Gil Sevillano，本卷的第 2 章)。这说明位错排列方式的分形维数与它们平衡时的间距之间可能有一定的关系。准周期结构的驻留滑移带就可以被看作是接近平衡态的结构，而低温的位错胞结构则不能认



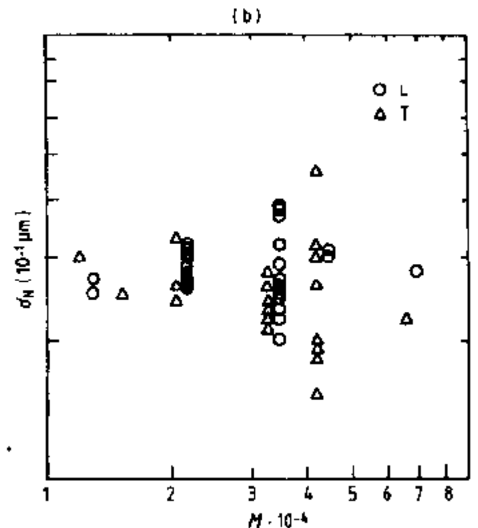


图 4.4 冷轧铜试样上位错墙的平均间距 d_N 与变形率 M 的关系，L 和 T 分别表示与冷轧带的长、宽平行的方向。(a)ϵ=0.57(第Ⅲ阶段)，(b) ϵ=1.28(第Ⅳ阶段)[引自 Gil Sevillano 等(1991)]

为是周期结构。直到现在理论研究还集中在寻找位错组态的周期结构，但这并不排除在将来人们对实验和理论中出现的混沌和流变的翻滚态的研究(Ananthakrishna 和 Valsakumar，1983；Ananthakrishna，1988)。

4.1.6 唯象转换定律

位错密度的平方根的倒数是与位错平均间距或位错段平均长度相关的长度尺度 $b\rho^{1/2}$ 和 σ/μ 之间的简化形式通常可以写为

$$\sigma/\mu = \alpha b\rho^{1/2} \qquad (4\text{-}4)$$

式中，σ 为应变应力，α 为常数，约为 0.3，它对材料的微观组织较敏感。有的文章中说它的实验值在 1/5 到 1/2 之间(Embury，1971)，偶尔也达到 1(Lavrentev，1980)。由于以上参量没有维数限制，因等式(4-4)可以适用于任何条件(Nabarro 等，1964)。也许只有一种情况不能应用式(4-4)，那就是易于滑移的情况，此时 ρ 为林位错的密度。事实上，等式(4-4)也是在考虑林位错的交互作用中得到的。在这种情况下，系数 α 就应当含有一个对数项，它是由位错段在发生弓形弯出时线张力的作用而产生的。Basinski 和 Basinski(1979)对此进行了详细的讨论，他们指出对数项导致了在应变应力与林位错密度之间的二次项关系中存在着小的偏差。他们认为，林位错的交互作用能够合理的解释以上的转换定律。

然而当位错分布不均匀时，林位错的平均间距与空间位置有关，流变应力也是如此。在静态模型中，如将要在第 4.2.4 节中进行详细论述的复合模型，高密度的位错胞壁和低密度的位错胞内部以及复合材料流变应力的计算都采用了式(4-4)，同时恒定系数为 $\alpha' = 2\alpha(f_c f_w)^{1/2}$，这里 f_c 和 f_w 分别为位错胞内部和位错胞壁的体积分数(Mughrabi，1987)。在典型情况下，即当 $0.1 < f_c < 0.3$，$f_w = 1 - f_c$ 以及 $\alpha = 0.3$ 时，可得到：$0.18 < \alpha' < 0.27$，这说明这个系数对微观结构不十分敏感。

对上面提到的二次项的偏差中可能包含组态形成的更本质的信息。把流变应力写成 $\sigma = \Gamma/(b\rho_f^{-1/2})$ 形式，线张量 Γ 由式(4-2)得出，于是(Basinski，1974)

$$\sigma/\mu = \{[1/(4\pi k)]\ln(R_c/b)\}b\rho_f^{1/2} \qquad (4\text{-}5)$$

• p. 149 •

在这里将切断半径 R_c 外的区域看作代表微观组织的一个整体参数(参见 4.1.2 节)在本章中还会再次强调以位错平均间距为切断距离并且这个范围内位错之间的交互作用力能够被屏蔽掉的假定并不总是合理的。这是 Wilkens(1969)在他的理论中得到的。他提出了一个位错统计分布条件下的长程交互作用对的理论其中不包含林位错机制,如:由含有统计分布的位错二维周期位错胞阵列。按照这一观点,流变应力为两项作用的和:一项来自林位错,另一项来自长程应力场(Mughrabi,1975;Saada,1990)。然而令人遗憾的是在对式(4-5)的实验检验中很难得到一个可信的 R_c 值,这是因为它与微观组织中的位错分布为较弱的对数关系。因此位错组态的动力学模型把式(4-4)作为起点。另外这个表达式也可从理论和数学模拟中得出。能够得到常数 α 的估计值,但它并不是检验研究途径有效性的判据。

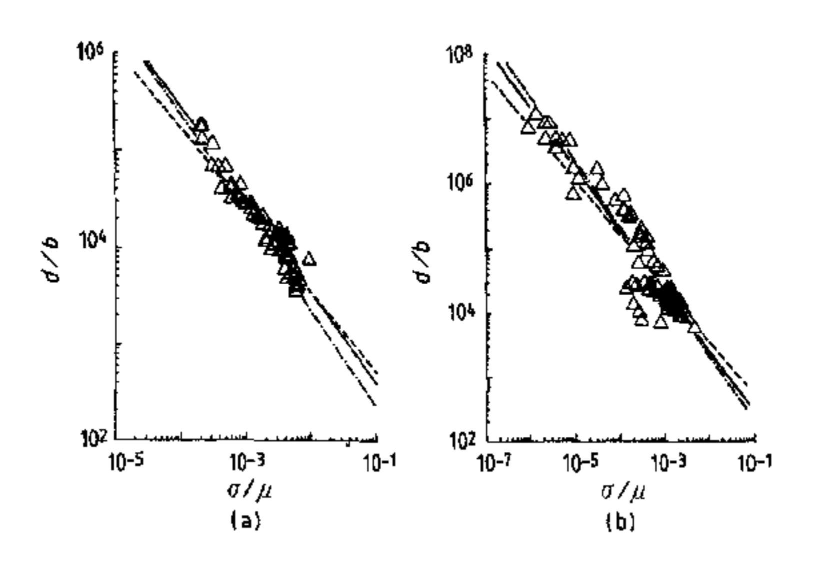


图 4-5 位错胞尺寸 d/b 与流变应力 σ/μ 的关系。(a)铁和(b)铝[引自 Raj 和 Pharr(1986)]

第二个描述位错胞或位错胞壁尺寸 d/b 与简化应力 σ/μ 的关系是

$$\sigma/\mu = K(b/d) \tag{4-6}$$

通常假定 K 是一个常数,其值为 20 左右,但这似乎过于简化了。然而实际材料中有许多并不符合式(4-6),例如不锈钢中的位错的微观结构是二维而不是三维。Raj 和 Pharr(1986)收集了关于不同材料中流变应力及其对应的位错胞尺寸的数据。如图 4-5 所示的铁和铝的实验结果,在较大的范围内符合式(4-6)的关系,至少在对数尺度上是这样的。

如 Mughrabi(1986)所提到的,不同的作者从不同的模型中都得到了式(4-6)。这可能是由于位错应力场的减小与距离成反比(Gil Sevillano 和 Aernoudt,1987)或与林位错相关的流变应力与位错的平均间距成反比。我们最后把式(4-5)和式(4-6)合并,就得到第三个转换定律。按照这一定律,位错胞的尺寸与位错平均间距应当成正比。

• p. 150 •

特征长度 d 与应力的关系可由式(4-6)得到,而参数 K 的物理本质还不清楚,这将在后面所得到的模型或模拟中进行讨论。

4.2 经典位错组态模型

4.2.1 Holt 模型

Holt 模型(1970)是在试图从类似于固溶体的调幅分解的角度来解释位错胞的形成过程。我们首先讨论这个模型是因为尽管这个模型来还不完善,但它使用了一些与反应扩散方法(见 4.3 节)和退火组态相关的一些本质特征。首先建立一个包含一列平行螺位错的二维系统,不同符号的位错密度相等,起始分布也是均匀的。系统中没有外加应力和位错的增殖与湮没,位错密度的变化仅仅与位错的交互作用力有关。这一变化的总驱动力为弹性能的降低,能量梯度就是作用在位错上的局部作用力。为了估算在某一点的位错的弹性交互作用能,就必须知道在它周围具有不同符号的位错的分布。Holt 假定可以确定位错的分布函数,这个函数具有两个特征:(i)短程有序,例如,一种符号的位错易于被与之具有相反符号的位错所包围。如果距离较远或距离超过切断半径 R_c 时,就不需要计算弹性交互作用能,因为这时位错的相互吸引和排斥的作用已可以忽略了。(ii)切断半径由位错的平均间距来计算:

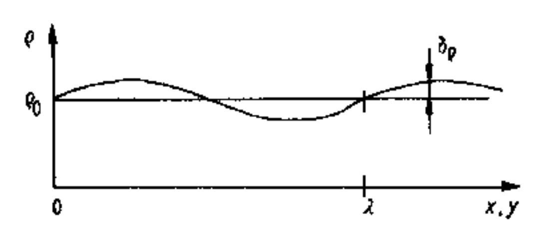


图 4-6 均匀位错密度 ρ_0 的周期波动 $\delta\rho(x,y)$

$$R_c \propto \rho^{-1/2} \tag{4-7}$$

由波长为 λ 的一个小的周期空间波动 δe 所引起的 δ_E 的变化,可通过对相对于初始态的能量项的 Taylor 级数展开来计算,

$$\delta E = - F_1\delta\rho - F_2\nabla^2(\delta\rho) \tag{4-8}$$

式中,F_1 和 F_2 为数值因子。位错的运动速度 v 与位错的交互作用力成正比,位错受到的交互作用力由能量的波动梯度 $-\nabla\delta E$ 给出。位错通量 $J=\rho v$ 可以写为

$$J = - \rho D\nabla\delta E \tag{4-9}$$

式中,D 是位错的可动性。最后一步包括把局部位错密度变化的平衡方程写为单位体积元内的位错通量的形式

$$\partial\delta\rho/\partial t = \mathrm{div}J \tag{4-10}$$

将式(4-8)代入(4-10)就可以得到关于位错分布稳定性的表达式

$$\partial\delta\rho/\partial t = - \rho D[F_1\Delta(\delta\rho) + F_2\Delta^2(\delta\rho)] \tag{4-11}$$

• p. 151 •

该式可以得到具有空间周期性的解,解随时间的变化受倍数因子 $\exp[\omega(\lambda)t]$ 的影响。所有能导致倍数因子为负值的 ω 波动都随时间而减小,而正值则随时间延长而增大。在后一种情况中,ω 可以得到最大值,ω 成为主要的控制因素。这相当于波长 R_c 的数量级。将这一结果用于推测大幅度波动,就可以得到具有空间有序的周期结构

$$\lambda \propto R_c \propto \rho^{-1/2} \tag{4-12}$$

在没有外应力和位错产生与湮没的情况下,这里所考虑的热力学系统是一个封闭的系统。因此有理由认为,位错的无穷小运动所获得解是比起始状态更低的能量态,因此得到(4-12)式的推论也就值得怀疑了。因为一组具有相同柏氏矢量的平行位错是不会自发

的分解为周期结构的。事实上，数学模拟的结果也证实这是不可能发生的（参见 4.4.3.4 节）。有人对以上的推理过程及假定提出疑问，位错密度分布函数定义所涉及的位错局部有序化假设与初始位错的随机分布是不相容的。另外也没有明显的理由引入一个与位错分布无关的常数——切断半径。用位错的平均间距作为切断半径的假定基本上是合理的，但需要作一些修正。在进一步的研究中，Staker 和 Holt(1972)认为，R_c 定义为相互作用的两个位错在晶格摩擦力的作用下不再影响它们迁移时的距离。正如 Nabarro(1986)所提到的，这些都将影响最终的结果，周期结构的波长也不再由 $\rho^{-1/2}$ 来度量。最后的一个难点在于对总能量的展开。如果有位错屏蔽效应，那么在位错线能量的对数项里很自然的把 R_c 作为最大的切断半径，而不是整个晶体的尺度。在这种情况下，交互作用能展开的次级项将不再收敛。

总的来说，Holt 模型的关键问题在于对交互作用力的处理方法上，这在后面的模型中也将会碰到。相关的形式必须包含有关位错分布的信息，这是精确的定量计算所要求的。从开始引入自屏蔽项 ab 时就等于人为地把解引到了周期结构上了，当位错胞壁和位错团的间距大于切断距离时，这些位错不再具有交互作用而能量减少的有效途径就是分解为具有 R_c 的周期结构。

4.2.2 Kocks 统计模型

• p.152 •

有些模型明确提出或隐含了这样一个假定，就是在材料硬化和塑性变形中，长程应力不起重要作用。其中就有 Kocks 的统计模型和网格间距理论(见 4.2.3)。在他们有关位错滑移热力学和动力学的工作中，例如，Kocks 等人(1975)假定内应力和局部滑移阻力合成一个总的滑移阻力，实际上作为局部量来处理。这里暗示着内应力为局部应力，即它只能与最靠近的位错发生作用，而不能与最近距离以外的位错发生作用。这时借助于方程(4-4)以及微观组织的不敏感性，基于唯象的材料的塑性流动性能就可以表示出来。因此在这个框架下，就没有关于位错组态形成的信息了。

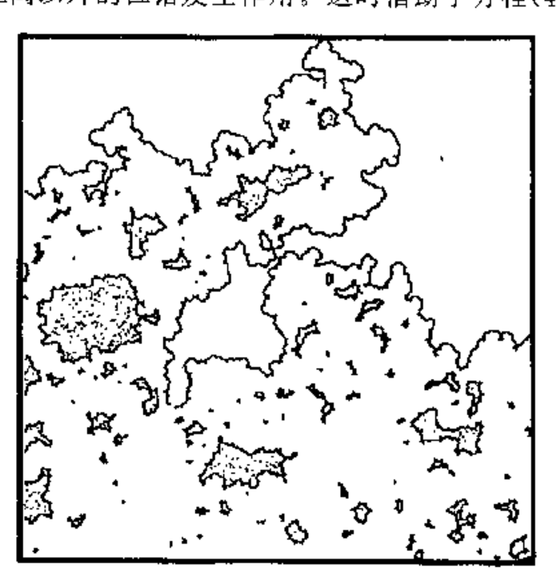


图 4-7　位错线从底端向上滑过随机分布的硬质点障碍时的临界形态，注意位错滑过后留下的位错环[引自 Jiménez(1982)]

Kocks(1985)的统计学模型(参见 Kocks 等，1980)的主要目标是利用位错交互作用来解释在变形第二阶段的应变硬化率，他也试图来解释此后位错胞的形成。图 4-7(After Jiménee，1982)示出了位错线滑过随机排列的刚性障碍物时的形态。从图中可以看到当外应力达到某一临界值时位错线绕过障碍物的临界状态有两个特征(Kocks，1985；又见 Gil Sevillano 等，1991)。图中还有许多不可穿过的障碍物团，滑过的位错留下了不可动的位错残骸，这就是边缘效应，即位错线总是先滑

过随机分布的最容易滑移的区域。在 Kocks 的模型中不可穿过的障碍代表了位错线与林位错相互作用形成的相互吸引作用的结点。更进一步，流变应力定义为与“所有位错都可滑过的软区域中的最硬点”的林位错机制的应变相关，其值可由式(4-4)得到。在进一步的变形中，滑移集中于以往滑移的通道，更多的位错圈留在“硬质点”上。留在硬质点上的位错圈在滑移面及其法向增大，最终在三维结构上形成位错胞结构。在这种机制下，重点问题是：在位错密度高的区域，特别是在动力学回复过程中，需要解释为什么在硬区域，位错胞壁可被位错穿过而不动位错密度的增加不能阻止材料的塑性变形。

把硬质点之间位错胞尺寸作为初始间距 d，即硬质点之间的距离。在 d 与位错平均间距之间可建立经验关系式 $J=\rho^{-1/2}$

$$d \approx 10l \tag{4-13}$$

与式(4-4)合并可得

$$\sigma = 10\alpha\mu b/d \tag{4-14}$$

• p. 153 •

这时可发现式(4-6)中 $K \approx 10^{a}$。像位错组态一样，位错胞的尺寸与流变应力的关系也是间接得到的，因为这两个量都是独立的从林位错障碍的统计得到的。障碍物之间的平均间距为 l，一方面确定了已经发生滑移的通道上的流变应力，另一方面确定了在此之间形成位错胞结构的硬质点间的平均距离。

下面将指出上面模型的缺点。在变形的第二阶段林位错的分布当然不是随机的，虽然这对式(4-4)中 α 值的影响并不大，但将会影响经验关系式(4-13)。实际上，这个模型优先考虑了在变形第二阶段中单滑移系的作用。尽管在第二阶段次生位错的平均自由程较小，但它们的密度将会同初生位错一样大(Basinski 和 Basinski，1979)。最后，这些不可穿过的障碍是三维分布的而不是二维分布的。从一开始就应当考虑滑移组态的效应。统计学模型的一个有意义的结论是位错胞结构形成的初期阶段受与林位错的交互作用形成的不可动位错结构控制。

4.2.3 能量模型和热力学研究方法

一般认为，无论在宏观或微观上，各种势能函数的最小化对于解决塑性变形状态的不确定性可能会有帮助。从这一点上讲，比较各种描述共价半导体的屈服点和变形曲线的模型可能会有一定的指导作用。对于一给定的变形速率，既可由大量的低速位错来实现，也可由少量的高速位错来实现。在 Sumino 的模型中(1974，或 Takeuchi，1973)，这种不确定性通过极值原理得到解决，其中涉及到变形中的稳定态和自由能的确立。人们注意到把热力学平衡应用于塑性变形这种不可逆过程可能存在问题，Nishioka 和 Ohsaka(1978)试图利用熵产生的速率来修正 Sumino 的结果。然而，因为可动位错的增殖是非常清楚的，在 Alexander 和 Haasen(1968)早期的模型中，不存在这种不确定性，也不需要热力学修正。

现在对于哪一种热力学适应于塑性变形已经有了更进一步的理解。在讨论这个问题之前，我们首先简单回顾一下加工硬化的网格间距理论(Kuhlmann-Wilsdorf，1962；Kuhlmann-Wilsdorf，1989 及其参考文献；Hansen 和 Kuhlmann-Wilsdorf，1986)中对位错组态的热力学处理。这一理论已扩展覆盖了各种材料及实验条件下的位错组态及其与机械性能的关系。在这一范围内，如理想的自屏蔽这样的低能位错结构不产生明显的长程内

应力，而基于热力学第二定律则是普遍产生的。

· p. 154 ·

我们用两个基本原理来估计位错组态的空间分布(Kuhlmann-Wilsdorf，1989)。第一个是每个位错受到的有效应力不会超过位错运动的摩擦力，包括使位错弯出的力。对于晶体来说，摩擦力是很小的，这等效于静平衡的假定。因此，位错长度随应力增加的缩减可看作是一系列的平衡状态[参见式(4-6)]。(这是相似理论，相似性不能与自相似理论相混淆，参见4.1.5节)。所形成的位错结构的种类通过假定在能够到达的那些位错中使单位长度的位错线的储存能达到最小值的位错所决定。这个理论尽管没有明确的论述，但其中的热力学本质是依稀可见的。

我们所讨论的位错胞结构是由具有交替取向差异的小角平面界面的三维格子组成(如图4-8)的，正如在高温变形中的情况或低温变形的第Ⅳ阶段(Gil Sevillano和Aernoudt，1987)形成的位错胞结构一样。在这种情况下，如果局部结构被位错的发射或位错的运动不协调所扰乱，在足以使远处位错重新排列的形变速率下，位错结构可通过交滑移和攀移得到回复。尽管背景条件不同，但与在运动学模型中由式(4-4)给出的流变应力的情况相似，α的值也在通常范围内。式(4-6)中K的值可从对具有最小能量的位错胞结构的尺寸的计算中得到。由此得$K\approx 5.7\alpha$(Hansen和Kuhlmann-Wilsdorf，1986)，这个值与Kocks(参见4.2.2节)的值差别不大。

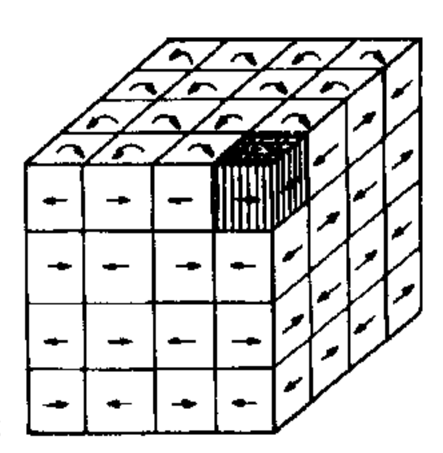


图4-8　立方体位错胞的三维格子组态，箭头表示格子的交替取向差异[引自Kuhlmann Wilsdorf和van der Merwe(1982)]

网格间距理论与它的局限性是近年来一些文章讨论的主题(Mughrabi，1983；Nabarro，1986；Kuhlmann-Wilsdorf，1988)。这个理论的本质与塑性变形的原理相矛盾，因为塑性变形是不可逆的，而热力学平衡是可逆的。这种不可逆性的结果，可以由在卸载状态下通过TEM很方便地观察到位错的组态。这也是局部能量最小化的亚稳态存在的证据(Seeger，1988)。

LEDS(低能位错结构)的概念毫无疑问地会应用于热平衡的情况，如在轻微的冷变形中和随后的退火中精细的多角化结构镶嵌结构的形成及其外延生长。另一方面，承受塑性变形的试样抵消了由于外边界运动所产生的机械功。从热力学角度来讲，这就是一个开放的耗散系统，系统随着与外界不断的能量交换，远远偏离了平衡态。

假定对热平衡的偏离程度可由下列比值来衡量：

$$\zeta = W_s / W_e \tag{4-15}$$

· p. 155 ·

即储存能W_s与塑性变形中的机械功W_e的比值(Seeger，1988；Seeger和Frank，1988)。ζ是一个可测量的量，其典型值为0.1的数量级，意味着90%的机械功被耗散了。下面另外的一个例子进一步说明了塑性过程是一个高度的不可逆过程(Seeger和Frank，1988)。在面心立方晶体材料疲劳曲线的平台区，塑性变形局限于驻留滑移带内，每个循环中单个原

子耗散的能量大约为 5×10^{-5}eV。在 10^3 周中每个原子产生的熵为 $2k_B$，k_B 是玻尔兹曼常数，每一个自由度的经典熵值是 $k_B/2$，这是一个相当小的量。

尽管这个理论将塑性变形确定为热力学不可逆过程和非平衡系统是非常有用的，但是它缺乏更加基本的理论来对它作进一步的完善。

4.2.4 复合模型

Kocks 的运动学模型和 Kuhlmann-Wilsdorf 的网格间距理论反映出长程内应力是不足以形成位错组态的。复合模型则认为，对于具有不同塑性性能的多相材料，由于应变相容性和应力平衡的问题，长程内应力的产生是不可避免的。

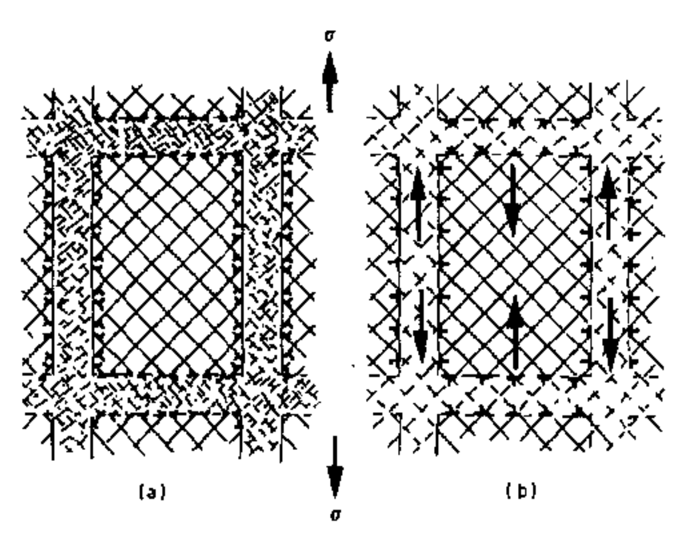


图 4-9 (a)在轴向应力下有两个对称激活滑移系统的位错胞。(b) 位错的合成柏氏矢量代表界面位错。箭头表示出了合成的长程弹性应力平行于外应力的轴向[引自 Mughrabi(1983)]

在 Mughrabi 的复合模型中考虑了两种不均匀的位错分布，这也是对 Masing(1923)早期在多晶材料塑性变形工作的扩展：疲劳过程中的位错墙和位错通道(Mughrabi，1981，1983；Kocks 等 1980；Pedersen 等，1981)和单调变形中形成的位错胞结构(Mughrabi，1983，1986，1987；Prinz 和 Argon，1984)。后一种情况在图 4-9 中示出，它为一个对称双滑移形成的位错胞结构的二维投影，包含有高密度位错的位错胞壁体积分数为 f_w 和低密度的位错胞核心体积分数为 f_c，位错胞壁和位错胞的流变应力分别为 τ_w 和 τ_c，这个值与它们的平均位错密度的平方根成正比。为简化起见，我们仅仅讨论平行于应力轴的位错胞壁(参见图 4-9a)。这两相的变形是平行的，平均宏观流变应力 τ_{het}是局部流变应力的平均值：

• p. 156 •

$$\tau_{het} = f_w\tau_w + f_c\tau_c \tag{4-16}$$

应变相容性要求总的变形，包括弹性应变加上塑性剪切应变，在胞与墙的界面处是连续的：

$$\gamma_{tot} = \gamma_{el,w} + \gamma_{pl,w} = \gamma_{el,c}\gamma_{pl,c} \tag{4-17}$$

塑性变形主要由较软的位错胞的内部来承担，而位错胞壁则主要承受弹性变形部分。因此位错胞壁的弹性变形要比位错胞大，并且在其界面上会产生应变的不匹配。由于结构的不均匀性导致外应力在材料内部重新分配，以至于长程弹性内应力成为以位错胞的尺寸为波长的波动，这个波长远远大于位错的平均间距。

塑性变形在界面上的不相匹配必须由一定的滑移位错的密度来协调，如图 4-9(a)所示，但这并不意味着位错胞壁是无限硬的障碍，可动位错在连续的变形中是可以穿透它们

的。实际上，位错胞壁也会发生塑性变形，因为它们的内部结构在塑性流变中也在变化。界面位错产生的内应力场在图 4-9(b)中表示出来，位错的合成柏氏矢量也粗略的表示出来了。我们看到，在垂直的位错胞壁上的合成的弹性应力场使位错胞膨胀的，总计为外力，而胞的内部承受了弹性压缩。在外加应力下，这一弹性应力确切地等于两相同时塑性变形所需的局部流变应力。

复合模型说明在缺少位错塞积的情况下，甚至在位错壁或胞结构经受动力学回复和由自屏蔽的排列方式的情况下也存在长程内应力。在卸载状态下，内应力被冻结了，因为界面位错是不可动的。Mughrabi(1977)获得了疲劳讨论中所形成的位错胞壁在透射电镜下的实验证据。

在位错组态形成的不连续的处理方法中，就如数学模拟中所用到的那样(参见 4.4)，由单个位错引入应力和应变后，应力会自动地恢复平衡，应变也趋向连续。在连续的处理方法中，如反应扩散系统(参见 4.3)，就必须考虑应变连续性和应力平衡的条件，这是近来才认识到的。在这一方面，前面所述的经典模型是不能完全一致的，因为它们把连续和不连续的处理方法混在一起，并且建立在长程内应力为重要因素的基础上。

4.2.5 自组织-动力学处理方法

开放系统，也就是系统与环境间可以进行能量和质量的互换，这样的系统倾向于表现出自组织特征。我们已经知道，在 4.2.3 节中塑性变形是不可逆过程，以通过热力学平衡从试样向周围环境释放能量为特征。系统包含有大量的交互作用的单个对象组元，它们的组元趋向自组织性(Haken，1987)。

• p. 157 •

自组织特征是在本世纪初的流体力学中被发现的，后来也在呈现复杂的化学反应中，即称之为 Belouzov-Zhabotinskii 的反应中发现。时空的化学波动效应，起初认为与热力学定律相矛盾而被抛弃，但是今天在对物理、化学、生物等大量系统的研究中发现各种不稳态与热平衡偏差之间存在一定的关系。近 20 年来，由于所研究组态形成系统的数量在不断增加，数学模拟的方法也在不断发展，基于两歧状态分析和不稳态理论上的新的研究途径的不断出现，人们对组态系统也有了更深刻的理解。这里不可能对以上的理论作详细的论述，要想进一步了解读者可参阅 Nicolis 和 Prigogine(1977)的著作，在本书中重点分析了在反应扩散方法里与化学反应相关的组态，并且覆盖了 Haken(1987)所提到的所有的基本特征。需要注意的是，热平衡的偏离必然意味着非线性动力学，而它们都是时空自组开始时的两个特征。这些理论在近年来对材料科学产生了相当大的影响，在近来的会议文集中也已有所体现(参见一般性阅读)

作为例子，我们简单描述一下典型的流体动力学的不稳定性，即 Rayleigh-Bénard 不稳定性。在两个水平的盘子里装有粘性流体，从盘子下面加热，这样就得到以温度梯度为特征的外部收缩驱动力(如图 4-10)。热的流体比冷的流体密度低，由于重力的作用使冷的流体分子产

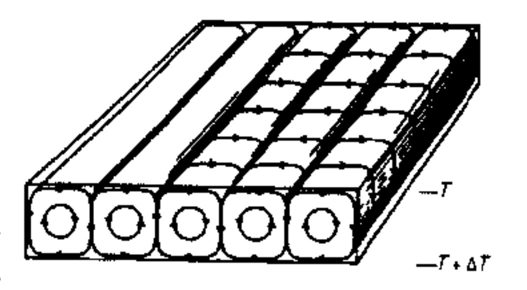


图 4-10　在 Rayleigh-Bénard 对流下的流体流动花样(对照图 4-8)

生向下流动的趋势，通过在分子尺度上粘度效应产生热量的耗散。热扩散、重力和粘性的影响合成为一个无量纲因子，即 Rayleigh 数 R_a，来标识系统的状态。当 $R_a=0$ 时，即不存在温度梯度，系统处于热力学平衡状态。这个稳定态包含了液体分子的空间分布均匀性，那么空间分子的平均瞬时运动速度 $\overline{V}$ 趋近于零。当存在温度梯度时，系统的宏观状态可由图 4-11 来表示，$\overline{V}$ 作为 R_a 的函数。当 R_a 的值较小时，系统接近热平衡，在这个范围内系统的解仍然保持稳定。对均匀态的线性展开就得到 Onsager 关系，按此关系可以得出流量与外力成正比。在分子尺度上，稳定态意味着由于热扩散和粘度阻力的作用，分子运动速度的波动随时间的延长而消失。

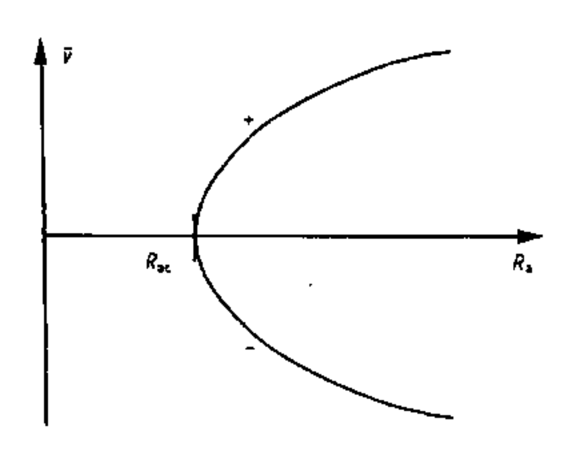


图 4-11 与 Rayleigh-benard 对流相对应的分支图。$\bar{v}$ 流体分子的平均速率，R_a 是 Rayleigh 数，当 R_a 较大时出现分支

• p. 158 •

随着 Rayteigh 数 R_a 值的增加，当 R_a 值超过某一临界值 R_{ac} 时，这时系统就产生戏剧性的变化。状态的波动就不再消失，而且会进一步增加(参见 4.2.1，4.5 节中有类似的分析)。溶液的均匀性被破坏且导致不均匀的对流。这种新的结构在宏观尺度上以液体分子大尺度的集体运动为特征。于是形成液体对流翻滚的状态(图 4-10)。系统的平移对称性即有序的状态消失了。在图 4-11 中，分子运动的平均速度按翻滚方式分裂成两个分支。当 R_a 值进一步增大时，非平衡态进一步向着有组织态，至混沌态方向变化。

当这个系统远离平衡时，不可能得到这样的方程：即方程的极小值代表一个动态平衡态。因此人们必须来研究描述动力学的状态发展变化方程的解的稳定性，在这里即为 Navier-Stokes 方程或其简化形式。各种组态都是通过对均匀态的波动破坏而形成的，而从均匀态向非均匀态的转变中(或各种不均匀态之间)则发生于控制参数的临界值处，在这里为 R_a 值。当有一个或一些波动从均匀的背景下出现，系统的非线性特性就会发生作用，限制它们进一步长大，于是就得到稳定的新结构。

不管这里的动力学多么复杂，所产生的新结构形式的数目是有限的，这也可以解释为什么在差别相当大的系统中含有相同的组态。例如，在图 4-10 的翻滚态与图 4-8 的立方体位错的方格形组态之间就存在类比。实际上，在单轴形变的第一阶段向第二阶段的转变与液体从层流向对流的转变是极相似的(Cottrell，1958)。然而这些相似性不可能得到更进一步的数学表达式，因为在位错的动力学领域中还没有与 Navier-Stokes 方程相似的描述过程的方程式。

正如在下一节所述的那样，在某些类型的化学系统中，对空间有序的反应扩散处理方法提供了一个研究位错组态的实际框架。它研究了几种或几组在短距离内的反应且能够进行长距离扩散和运动的共轭变化。扩散与非线性在局部的竞争导致了各种不稳定态和组态的产生。

• p. 159 •

4.3 反应扩散研究方法

在这一节，我们首先概略地描述一下位错群反应扩散的发展过程，并指出其中处理起来较困难和自相矛盾的地方，并对其结果进行评价。

4.3.1 反应扩散动力学

这种方法源自于以瞬时和/或空间自组为特征的一些共轭化学反应的最终反应产物聚集的研究中(参见 Nicolis 和 Prigogine，1977)。设每一反应成分的浓度为 c_i，平衡方程可以写为反应传导方程的形式

$$\partial c_i/\partial t + \mathrm{div} J_i = g_i(c_i, c_j, P) \tag{4-18}$$

$J_i = c_i v_i$ 是 i 的通量，g_i 是考虑与其它组份反应的函数，例如它包含不同化学组分的偶合效应，p 是代表外来制约的控制参数。例如在反应容器中新产物的生成速率或反应产物的移出速率。这个方程简单地表明，在小体积元局部浓度的净增长是流入与流出的通量差的结果，是通过化学反应使某种组元消耗和产物的生成的结果。在浓度梯度下，每一组元的迁移速率 v_i 由 Fick 定律给出：

$$v_i = - D_i \nabla c_i \tag{4-19}$$

式中，D_i 是扩散系数，那么 $\mathrm{div} J_i = - D_i \Delta c_i$，因此式(4-18)可以写成反应扩散的形式

$$\partial c_i/\partial t = D_i \Delta c_i + g_i(c_i, c_j, P) \tag{4-20}$$

对于热平衡，这个系统具有均匀的稳定状态，相当于热平衡$\{c_i^0\}$。它可通过$\{g_i\}=0$ 时得到。当外来控制或驱动力增加时，这个均匀的系统可能变得不稳定了。Walgraef(1988；4.5 节和 Schiller，1989；Dewel 和 Borckmanns，1990)对临界状态的可能的非均匀的解进行了讨论，它们分为几种类型：在均匀态中的转变、向空间周期结构(Turing 结构)的转变、瞬时波动(通过所谓的 hopf 分歧)、传播着或停滞的时空周期波。

无疑这些系统与塑性变形相类似。局部的位错之间的反应等同于化学反应，位错的长程运动可看作是成分扩散。要把上面的理论应用于位错组态，第一步必须要写出对于几种位错密度的共轭的平衡方程，与式 4-18 相比较，我们得到

$$\partial \rho_i/\partial t + \mathrm{div} J_i = g_i(\rho_i, \rho_j, P) \tag{4-21}$$

$J_i = \rho_i v_i$ 这里是位错通量，与应变速率成正比[参见式(4-3)]，g_i 包含了局部机制如位错增殖，湮没，捕获……来修正位错密度 ρ_i。它也包含与其它位错密度的耦合，这表示了不同柏氏矢量位错段之间的局部交互作用。

• p. 160 •

Aifantis(1986，参见，Bottani，1989)注意到式 4-21 中兼顾了对位错密度的不连续和连续的描述。方程的左边是在微观机制处理方法中用到的连续方程(见 Kosevich，1979)。假定总的柏氏矢量守恒，上式适用于位错柏氏矢量的无穷小变化。方程的右边则相反，代表了不连续的位错源和湮没机制。位错密度为没有特定尺寸的单位体积的平均值。但是这个尺寸必须小于位错组态的波长，其典型值为 1μm。另一方面，它必须大于位错的平均间距，从而可得到合理的位错密度平均值。一个简单的论点表明，对于位错密度的不连续性描述应当更加严格一些。要得到每$(0.1\mu m)^3$ 至少有 0.1μm 长的位错，那么所需的位错

密度就会高达 $10^{14}m^{-2}$。那么具有本质长度小于 0.1μm 的局部过程就可以认为是位错反应，而大于 0.1μm 的所有其它机制就进入式(4-20)中的传递项，如 4.3.2 中的交叉滑移的例子。在一个特定的模型中，要想确定哪一种机制在平均的过程中被掩盖，哪一种没有被掩盖，就必须作一些人为的假定。

在位错密度的连续性描述中，有三个问题值得讨论：相关密度的选择、反应项的形式和对导致反应扩散通量项的处理。

4.3.2 位错群和反应项

如 4.1.3 节对位错组态的一般处理中，所需要共轭种类的数量是不切实际的，而通常仅考虑一种或两种位错密度。如可动位错和林位错或带有相反符号的位错偶。这不仅减少了共轭方程的数量，也减少了共轭机制和反应项的数量。

从原理上解释反应项是不成问题的，因为相应的局部位错机制是许多模型描述平均位错密度随时间变化的目标。位错的各种生成、积累和湮没过程可由不同的形式来描述，如 Kocks 等(1975)和 Kubin 及 Lépinoux(1988)所提到的。这里，我们通过两个典型的方程来描述可动位错密度和林位错密度随时间的共轭变化。

$$d\rho_m/(\bar{\nu}dt) = (1/L_s)\rho_m - 2y\rho_m^2 - k\rho_f^{1/2}\rho_m \tag{4-22}$$

$$d\rho_f/(\bar{\nu}dt) = (k\rho_f^{1/2} - L_R\rho_f)\rho_m \tag{4-23}$$

• p.161 •

$\bar{\nu}$ 是瞬时位错运动速率的空间平均值，k 是一常数。位错密度随时间的变化可以通过引入一个通用因子 $\rho_m\bar{\nu}dt$ 以很方便的变为与应变相关的函数，因子实际上是一个应变增量。等式(4-22)的左边描述的是可动位错的增殖，假定位错源的开动有固定的密度，与单位时间位错扫过的面积 $\rho_m\bar{\nu}$ 成正比。按以上的假设，长度尺度 L_s 可以有下列的形式，L_s＝常数(Kubin 和 Estrin，1990)，$L_s \propto \rho_m^{-1/2}$(Kocks 等，1975)或 $L_s \propto \sigma$(Alexander 和 Haasen，1968)。同样在等式(4-22)的右边的二次项描述了从可动位错群中滑移出的两段可动位错的相遇的情况(湮没、形成偶极子)。在下面还会碰到的长度 y，被称作位错特征湮没距离或捕获距离。它是在滑移面上的两个位错通过强烈作用而消失或形成偶极子的临界距离。当位错被平均间距为 L_0 的障碍物阻挡时就可以离开可动位错群。在这里，障碍物就是林位错，那么在式(4-22)中有 $L_0=\rho_f^{-1/2}$。这里在两个密度中引入了共轭关系。在描述林位错变化的方程中，上面讨论的累积项则作为新产生项，而式(4-23)中等式的左边描述了动力学回复，L_R 是平均回复距离(Kocks，1976)。

通过消去两式中的共轭项就可以得到广为人知的单一密度变化定律。Kocks(1976)用带有 ρ_m 饱合值(常数)的式(4-23)来讨论低温加工硬化和蠕变。当缺少林位错($\rho_f=0$)和具有恒定的位错平均速度时，式(4-22)就简化为 Johnston 和 Gilman(1959)所采用的经典形式。通过对方程的离散化，就可以得到近来被 Boček(1988a，b)用来研究动力学再结晶的所谓的位错密度动力学的 Verhulst 方程(Grsbras，1988)。

在将要进行模型化的特定条件下，上面所确定的长度尺度可以是常数或者与局部位错密度或有效应力相关，如交叉滑移的临界湮没距离。还有大量这样的系统尚没有进行详细的研究。实际上，式(4-22)和式(4-23)似乎考虑到了均匀位错密度随时间的变化，但当把它们带入到反应移出或反应扩散形式时便带来处理上的三个难题。

第一个就是上一节所讨论的，位错反应是同时在连续框架和不连续长度尺度上进行的描述。例如，当我们考虑到在两个滑移面上的两个可动位错通过交滑移机制进行互换时（图 4-12）。在 $y=0$ 的平面上位错密度的净增量等于从邻近滑移面上交滑移过来的位错减去滑移到其它平面上的位错。如果 Π 代表单位滑移面积上的交滑移几率，y_c 则为位错交滑移的最大距离，我们得到

$$(\partial\rho_m/\partial t)_{y=0} = \Pi\bar{\nu}\int_{-y_c}^{y_c}[\rho_m(y) - \rho_m(0)]dy \tag{4-24}$$

• p. 162 •

把括号中的项展开并保留第一个非零项，我们得到

$$(\partial\rho_m/\partial t)_{y=0} = (\Pi\bar{\nu}y_c^3/3)(\partial^2\rho_m/\partial y^2)_{y=0} \tag{4-25}$$

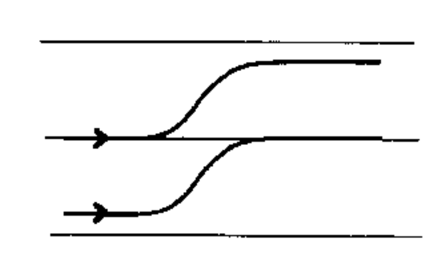


图 4-12 通过双交滑移过程在相邻两滑移面上位错密度的互换。y_c 为交滑移的最大距离

这个表达式明显地具有扩散的特征，并具有扩散系数 $D=\Pi\bar{\nu}y_c^3/3$，Maligyn（1988，1989；Vladimirov 和 Kusov，1976）对此作了更细致的处理，对细观尺度滑移聚集的扩散特征也作了同样的修正（Bréchet，1987；Estrin，1988；Kubin 和 Lépinoux，1988；Aifantis，1988）。

为了使这样的描述有效，除了位错密度连续以外，长度尺度必须小于 y_c。如果不是这样，由双滑移产生的位错组态将会被平均行程和出现在平衡方程反应项一侧的类似于式（4-22）中等式右边第二项所消除。因此，交滑移的扩散特征在细观下比微观下更容易被修正。

第二个处理上的困难由以下情况产生：我们必须确定在反应项和反应传送方程的通量项中有关应力与位错平均运动速度的关系。这可由 Arrhenius 形式或能量定律来处理，但在某些步骤中还必须确定内应力的大小。一个绕过这个问题的简单处理方法是利用式（4-4）的唯象形式。如在 4.1.6 节中所述，这是可以接受的，但当然会以损失组态机制的物理本质为代价。另外，人们也试图对内应力作全面处理（见下一节）。

第三个困难来自用式（4-22）和（4-23）所描述的系统来解释组态的形成是不够精确的。这个系统更适合处理单一类型的位错密度（Estrin 和 Kubin，1986）。但对反应扩散形式的研究表明，在立方体非线性被卷入或考虑更多的共轭方程时，就会出现系统的不稳定性并产生位错组态（Nicolis 和 Prigogine，1977）。事实上忽略了两种符号位错的相关分布而仅用一个密度来描述可动位错是困难的。同样，林位错组态至少包含两个滑移系统的交互作用，并且有必要引入一个由不可动的位错交点组成的密度。下面将要看到，在减少交互作用的数目而提高系统的非线性特征时，忽略绝热的处理是非常有用的。

4.3.3 内应力和扩散项

在经典模型中内应力是一个最有争议的问题，也是所有基于反应扩散处理方法理论中的一个弱点。晶体中全部的交互作用能为 $E_i(r)$。当给定位置 r 时就可用 $E_i(r)$ 的梯度来估计或直接计算交互作用力的总合。Walgraef 和 Aifantis（1985a）利用下面的形式来表达

交互作用能，与 Holt(1970)所采用的形式相似：

$$E_i(r) = \int \rho(r')f(r')I(|r' - r|)\mathrm{d}r' \tag{4-26}$$

· p. 163 ·

$f(r')$是表示不同符号位错的相对分布函数，I 是成对位错的交互作用。已经强调指出，这个表达式是非局部的，也不是连续的处理方法。在最简单的近似中包含了自屏蔽的配置和引入了切断距离。这就限制了研究的范围，如包含多极配置的情况，因而反应扩散形式主要用来研究疲劳组态。在 $r'=r$ 处，把交互作用能进行 Taylor 级数展开，非局部形式的方程式(4-26)就变成了一个描述局部状态的方程。如在 Holt 的模型中[参见式(4-8)]，展开的第一项的值与局部的位错密度 $\rho(r)$成正比。因此，内应力与位错密度的梯度成正比，局部的位错运动速度可能与外应力 σ_a 和内应力 $\sigma_i \propto \nabla E_i(r) = -\eta\nabla\rho(r)$和成正比。那么

$$\nu = M[\sigma_a - \eta\nabla\rho(r)] \tag{4-27}$$

式中，$\boldsymbol{M}$ 是可动位错张量。当外应力为零时，内应力交互作用能的减少是位错结构变化的动力。我们看到这个效应被包含外应力的耗散项相抵消，耗散项能使系统保持远离热平衡态。当位错的运动速度进入到反应项里[参见式(4-22)和式(4-23)]，位错的通量就可以写为

$$J = \rho\nu = M[\rho\sigma_a - \eta\rho\nabla\rho(r)] \tag{4-28}$$

在 Holt 的结果中[参见式(4-9)]也出现了等式右边的最后一项。当考虑自屏蔽配置时，位错密度就应当是位错偶极子的密度，而不是孤立位错的密度。这在 Walgraef 和 Aifantis(1985a)的模型中是隐含的。Kratochvil 和 Libovický(1986)进一步注意到这个问题，因为位错偶极子仅对应力梯度敏感，外应力项就必须从通量的表达式中移出。尽管这可能是不必要的，但对反应扩散形式的定性检验还是有用的，把位错通量 J 的散度写成

$$\mathrm{div}\boldsymbol{J} = -D\Delta\rho \tag{4-29}$$

式中，D 是依赖于位错的可动性和密度的正矩阵扩散系数。这里的最后一步把反应传送方程[式(4-21)]写成了反应扩散方程的形式，假定了一些对扩散系数有贡献的恒定的平均值。这里我们完成了 Walgraef 和 Aifantis(1985a)模型的第一步。如在 4.3.6 节中与位错偶极子相关的反应扩散形式也可由其它更令人信服的方法得到(Kratochvil，1988b)。

我们在 4.3.2 节中讨论了滑移沿着试样轴向的扩展；在横断面里的变形的扩展是很难处理的。这时我们可以认为它具有扩散的特征(Walgraef 和 Aifantis，1985a)或者假定在被激活的滑移面上可动位错的分布是均匀的(Kratochvil，1988b)。

· p. 164 ·

这一讨论表明，在得到可信的反应扩散形式之前必须克服几个障碍：位错密度离散化的条件、相关位错密度的选择以及反应项的选择则仍需要进一步的检验。把位错的运动看作具扩散动力学特征似乎是可行的，尽管这意味着许多物理学假定和应用范围受到限制。虽然有这些弱点，但迄今已发表的各种模型的研究已经有了一些有意义的结果。我们现在来回顾一下这些成就，而不去考虑那些复杂的技术性的处理过程。

4.3.4 简单的动力学模型

就作者所知而言，最早致力于位错组态动力学研究的是 Vladimirov 和 Pegel(1973)。

他们的唯象模型包含了三对一组的共轭方程来描述在一维空间上一种可动位错密度的变化。其中一个方程来描述在恒定塑性应变速率下的变形条件。它包含了 Arrhenius 形式。这里内应力与 $\rho^{1/2}$ 成正比。第二个方程基本上是带一个反应项的反应传送形式，来描述与位错密度相关的与能量成正比的位错增殖速度。最后一个方程通过一个可能存在一定问题的 Orowan 定律形式把位错通量与变形速率联系起来。对系统的线性稳定性分析表明，在位错增殖项的影响下产生了位错密度的不均匀性。这在低的起始位错密度、高温和更大的加工硬化速率下更易发生。本研究的最主要的结果是定性地构造了一个比较简单的具有空间周期解的动力学系统。

Malygin(1989)在对相互作用的两种位错的简化处理中，即把位错胞结构的形成与非共面滑移的产生相结合，得到了相同的结论。这组位错在两个相交的滑移面上是可动的，双交滑移使它们具有扩散的特征(Valdimirov 和 Kusov，1976；Malygin，1988；参见 4.3.2 节)。每一组位错承受的内应力与另一组位错密度的平方根成正比。尽管这时可以得到具有空间周期性的解，但它们的物理意义是不明确的，因为在这个模型中林位错也看成本质上可动的位错。Burmeister 和 Hermann (1979)的模型处理的是一个理想的情况，他们试图来考察位错多极子集合的稳定性。在一系列平行滑移面上分布有刃位错，并且在同一滑移面上的位错符号相同，而与两相邻滑移面上的位错符号相反。这个模型有三个方程，一个表示来源于其它滑移面的长程应力在一个滑移面上产生的内应力。这个方程应用了类似于式(4-26)的非局部形式且没有作近似处理，这也是这个模型中最原始的部分。位错密度的平衡方程写成了反应传送的形式，且位错运动速度与有效内应力成正比。图 4-13 显示了间距为 d_0 的 33 个平行滑移面的稳定性分析的典型结果，根据在两平面区域($2\pi d_0/\lambda, N$)上的波长为 λ 的波动，单一的位错密度是不稳定的，这里的 N 是滑移面的序号。在波长较小时，从区 A 向区 B 的过渡中可能会暂时成为 PSB 形成的早期阶段(参见 Schwab，1990；Schwab 和 Burmeister，1991)。

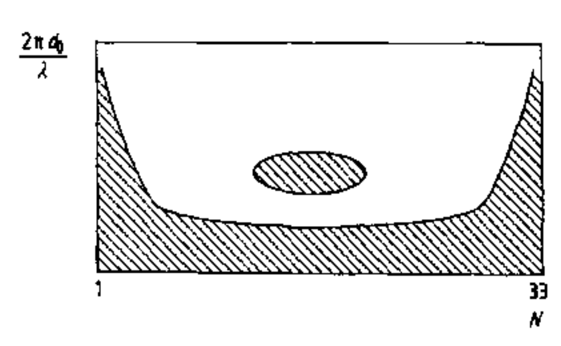


图 4-13 Burmeister 和 Hermann 系统的线性稳定性分析(1979)。N 为间距为 d_0 的滑移面的序号、λ 为周期波动的波长，在图中的两个阴影区位错的均匀分布是不稳定的

• p. 165 •

最后，Differt 和 Essmann(1988)提出对位错胞壁结构形成的初步的简化处理，他们考虑了单个刃位错和位错偶极子的共轭变化。

4.3.5 Walgraef 和 Aifantis 模型

在一系列的文章中(Walgraef 和 Aifantis，1985b，c，d；Walgraef，1986；Aifantis，1986，1987，1988，1990；Walgraef 等，1987)提出了疲劳位错组态的反应扩散方法(Walgraef 和 Aifantis 等，1985a)，并且进一步对模型方程的解进行了数学模拟(Walgraef 和 Aifantis，1988)。在 Schiller(1989)有影响的研究工作中，可以找到反应扩散方法对位错组态的各种应用以及 Neumann 不稳定性(Neumann，1986)和位错的增殖效应。

在研究疲劳位错组态中，要考虑到两种位错的密度：密度为 ρ_m 的可动位错和不动或低速位错，它们的密度为 ρ_i，它们以刃位错偶极子或偶极子团的形式存在。

在一维空间，共轭的系统可以写为(Walgraef 等，1987；Schiller，1989)：

$$\partial\rho_i/\partial t - D_i\partial^2\rho_i/\partial x^2 = g(\rho_i) - p\rho_i + \beta\rho_m\rho_i^2 \tag{4-30}$$

$$\partial\rho_m/\partial t - D_m\partial^2\rho_m/\partial x^2 = p\rho_i - \beta\rho_m\rho_i^2 \tag{4-31}$$

式中，D_i 和 D_m 分别为低速和可动位错的扩散系数，$g(\rho_i)$是描述应力下产生低速位错及其湮没的函数。不动位错的释放率由参数 p 确立，参数 p 与应变速率成正比，它的值起到了控制参数的作用且决定了系统的解的本质。β 是慢速位错偶极子对可动位错的阻碍率。简单起见，我们只考虑 Walgraef 和 Aifantis(1985c、d)已讨论过的一维空间的模型，它包含了非均匀的位错可动性及扩散系数。

• p. 166 •

可动位错的通量具有扩散特征(Aifantis，1986；Walgraef 和 Aifantis，1988；Walgraef，1990)通过考虑的时间尺度大于疲劳半周期来证明。扩散系数可由两共轭可动位错组 ρ^+ 和 ρ^- 的平衡方程算出，或由 $\rho_m=\rho^+ + \rho^{-\delta}=\rho^+ - \rho^-$ 得到。假定 δ 是一个快速变量，由时间变化的方程求出含 ρ_m 的常量的解，结果代入含有 ρ_m 的等式中。可变量 δ 就变成了“绝热隔离”并且有 $D_m=\bar{v}^2/(\beta\rho_{i0}^2)$Schiller，1989)，$\bar{v}$ 是在疲劳周期的半周中的位错运动的平均速率，ρ_{i0}为低速稳态位错的密度。对于低速位错，假定长程内应力被有效地屏蔽了，扩散系数 D_i 也可由 4.3.3 节的方法估算出来。由此可得 $D_i \gg D_i$，这就是系统的 Turing(例如组态)不稳定性的必要条件(Dewel 和 Borckmans，1990，另见 4.5 节)。

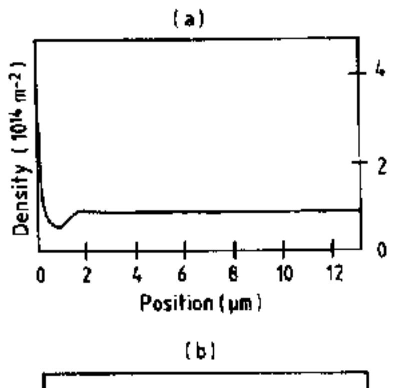
在式(4-30)和(4-31)中，反应项的物理含义是不明确的。另外，重要的一点是它们含有立方非线性(Nabarro，1990；未发表的通讯)，它决定了非均匀解的形式。实际上如果低速位错具有位错偶极子的特性，可动位错与偶极子相遇就应当有二次方形式。另一方面，如果低速位错是单个位错，在不存在自屏蔽效应的情况下，内应力展开导致的扩散形式的低速位错的通量就不再维持。在考虑大量交互作用的位错和绝热过程(Walgraef，1990)时，更高次的非线性项就是合理的了。

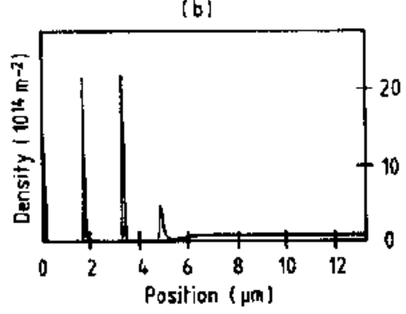
虽然存在这些问题，这个模型还是抓住了面心立方晶体中疲劳位错组态的本质。对于还不熟悉这个程序的读者，我们把对式(4-30)和(4-31)分析的开始点放在附录里(参见4.5 节)。组态的波长是恒定变形速率和扩散系数的函数(参见附录)且正比于(Schiller 和 Walgraef，1988；Schiller，1989)，尽管它们之间的比例常数还不知道。

• p. 167 •

模型中所有的值都可以大体地确定，单晶表面 PSB 的形成和它们在晶内的扩展也已被计算出来了。图 4-14 表示了由位错密度的不均匀性导致的试样表面的变化过程。对于$(p-p_c)/p_c=3.5$，低速位错密度的发展分为三个阶段，p_c 是控制参数的临界值(参见附录)。位错胞壁和位错通道的宽度是非常合理的，空间周期结构为 1μm 数量级，在位错富集区的位错密度的数量级为 10^{15}m^{-2}。

图 4-15 表示的是本模型的二维和三维时的情形。这里也出现了疲劳位错组态的分支(对照图 4-11)。位错密度波动的振幅在图中是作为控制参数的函数标出的，在这个模型





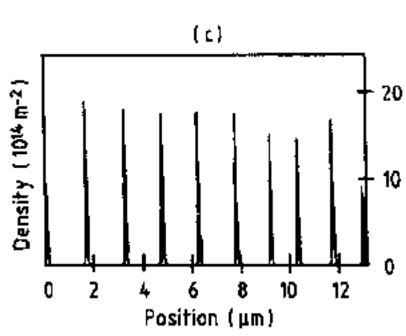


图 4-14 由左侧位错密度的局部非均匀性导致的 PSB 形成的模拟过程[引自 Schiller(1989)]

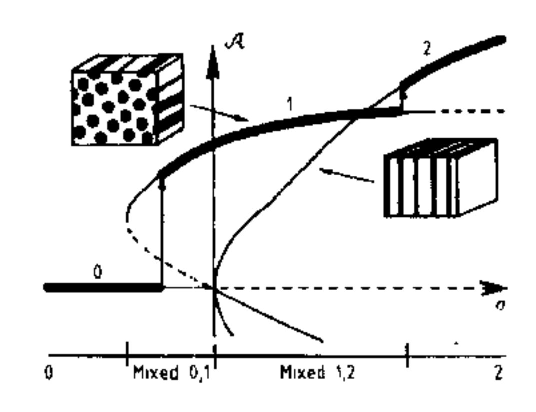


图 4-15 疲劳位错组态过程中的分支图,引自 Walgraef 和 Aifantis(1985)。$\mathscr{A}$ 为空间波动的振幅,σ 为每周最大应力的绝对值。粗线表示系统倾向的稳定态(对照图 4-11)

中,控制参数是疲劳循环中最大应力的绝对值。在低应力时,均匀的解是稳定的。对于高应力,组态将会向着多角杆形结构转变,逐渐充满整个材料并代表所谓的基本结构。随着应力水平的提高,会出现类似于 PSB 的层状梯形结构。

4.3.6 Kratochvil 模型

Kratochvil 及其合作者在他们的一系列论文中对位错偶极子团的稳定性问题进行了探讨(Kratochvil 和 Libovicky,1986;Kratochvil,1988a,b)。这项工作进一步扩展为总体框架的形式,能够考虑两种位错组态,特别是胞状结构的形成(Kratochvil,1990a,b)和几何或机械不稳定性的问题(Franěk 等,1991;Kratochvil,1988c,1989,1991)。这个模型比以前的方法在两方面有所改进。第一,它不再试图精确再现经典的反应扩散方法,它使以基本位错性质为基础的位错偶极子密度的变化规律则更为精确,而把可动位错的通量简单处理为均匀态和非扩散背景。另外,应力和应变张量是连续定义的,这便使得与塑性不稳定性的力学方法相结合。

• p. 168 •

他们所研究的微观组织含有辫形(束状)网络状(或补丁状)的棱柱位错环。在 Fe-Si 体心立方体的单轴变形和面心立方晶体的循环变形中会形成这样的结构。下面是在 Fe-0.9wt%Si 中的一个补丁状位错结构形成的例子;图 4-16 表示了一个平行于滑移方向和滑移面的截面。下面将对这种结构形成的机制进行描述(参见 Franěk 等 1991)。位错的交互作用形成割阶,塑性变形对割阶的拖动形成位错偶极子。一个刃位错偶极子或偶极子环有两个稳定位置和两个可能的符号(参见图 4-17),因此具有四种可能的组态。在均匀应力下,它们保持静止,但其中两种组态受拉应力,另两种受压应力作用。在应力梯度作用

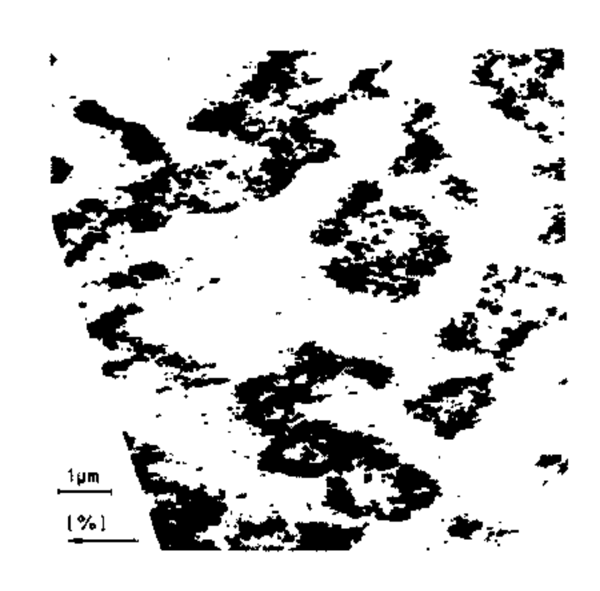


图 4-16 在 Fe-0.9wt%S$_i$ 单晶中平行于滑移方向垂直于滑移面的截面上的一个补丁状位错结构，样品的疲劳塑性应变振幅为 2×10^{-3} 直到应变为 1.6[引自 S. Libovicky，复制于 Franěk 等(1988)]

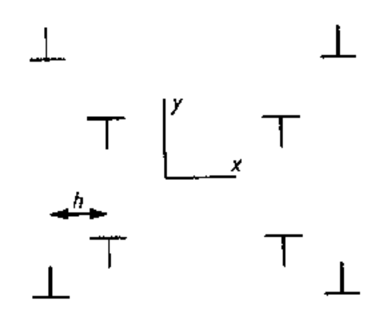


图 4-17 位错偶极子的四种可能的稳定平衡组态。在正向剪切应力下，右侧正的组态受拉伸(h 增大)左侧两个负的组态受到压缩[引自 Kratochvil(1988b)]

下，存在着一微小的作用力，该力使得偶极子向着内应力最大或最小的位置移动。因为这四种组态是不对称的。最后总的作用结果是：在循环变形中，位错偶极子向着最大内应力方向移动。在缺乏攀移的情况下，最终的位错通量与存在于滑移面上的剪应力梯度相关，通过一个带正或负号的扩散系数来表示，其值由下式给出(Kratochvil，1988a)：

• p.169 •

$$D^{+}=\pm\ (B\rho^{\pm}\ h/2)[1\pm q\sigma_{xy}] \qquad (4\text{-}32)$$

式中，B 是来自应力-位错运动速度关系的常数，是位错偶极子的密度(参见图 4-17)，h 是位错偶极子的展开的宽度，σ_{xy}是剪应力且 $q=4(1-\nu)h/(\mu b)$，ν 是泊松比。图 4-18 表示了位错偶极子是如何通过上坡扩散形成团簇结构的。一个较小的初始的不均匀性引起邻近的偶极子和偶极子团簇的生长，在它的两侧产生位错偶极子的贫乏区，贫乏区的边缘阻止了可动位错的运动，于是又使内应力梯度增加。随着上行扩散的继续进行，在与第一个偶极子团簇一定的距离处产生一个新的团簇，这种机制的不断扩展就形成了周期组态。

• p.169 •

我们现在把注意力集中到这个模型应用于循环变形的情况。位错偶极子的产生速率正比于剪应变速率的绝对值。在高应力下，偶极子可能被破坏，这种团簇结构将会被毁灭。这种作用可由一个破坏项来描述，破坏项依赖于应变速率和带有非线性应力部分的门槛值。因而总的偶极子密度的平衡方程可以写为

$$\partial_{\rho}/\partial t=-\ D\partial^{2}\rho/\partial x^{2}+A|\dot{\gamma}|-B|\sigma_{xy}/\sigma_{c}|^{m}|\dot{\gamma}| \qquad (4\text{-}33)$$

式中，A 和 m 为常数。这个模型的第二个要素是它的构成形式，它把剪应变速率与滑移阻力引起应变能的减少结合起来。通过应变硬化机制，滑移阻力随应变增加而增大。如偶极子团簇的产生就使得留给位错源开动的通道的宽度减小，以致张力减小，而位错通过位错偶极子时所需的应力也增加。由非局部的形式来唯象地说明应变硬化，与式(4-26)一样，不是在它实的空间面在傅里叶空间的截面上。这个处理方法的优点在于它无需预先确定

波长的值而可以得到周期的解。

等式系列与应力平衡、应变协调和 Hook 定律密切相关。正如在复合模型中所强调的(参见 4.2.4 节),这就保证了在位错密度的连续性描述下解的一致性。

这个结果中,在外应力较小时,平衡方程中的破坏项可以被忽略,从线性稳定性分析中可以得到简单的解。它的周期组态在三维空间可以很好地再现,特别是在垂直于基本滑移面的±45°方向上(参见图 4-19 对图 4-16 中组态的模拟)。

感兴趣的地方是它们基于对非均匀应力场中偶极子环扩散特征的证明。这里对组态几何特征的描述也是合理的,对偶极子上行移动和非局部硬化的对比也有较深刻的理解。在当前的模型中,由于在位错机制中没有涉及到硬化项,因此波动的振幅和波长就不可能明确地确定。

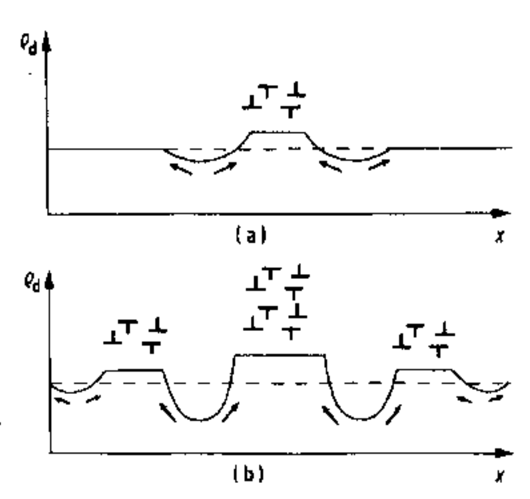


图 4-18 偶极子簇周期组态通过上行扩散的形成过程(箭头表示扩散方向)。(a)起始簇和贫乏区;(b)在贫乏区边沿新簇的形成[引自 Kratochvil 和 Libovicky(1986)]

• p. 170 •

在大应力下,循环应力应变曲线的平台区域网络结构的崩溃是由于位错偶极子的破坏而产生的,平衡方程(4-33)右列的最后一项开始起作用了。然而,这种不稳定性的发生是从几何上来考虑,而不是从结构和线性平衡方程上来考虑的。按大应变剪切带的机械方法来推论,相容性和 Hooke 定律将被非线性形式所取代。因此在这个模型中有局部化的几何起源,在 PSB 中位错组态的形成被作为组织不稳定性而作进一步的处理。这个方程描述了在不同的边界条件下偶极子密度的表达式,在垂直于滑移面上有代表梯形结构位错胞壁的周期解。

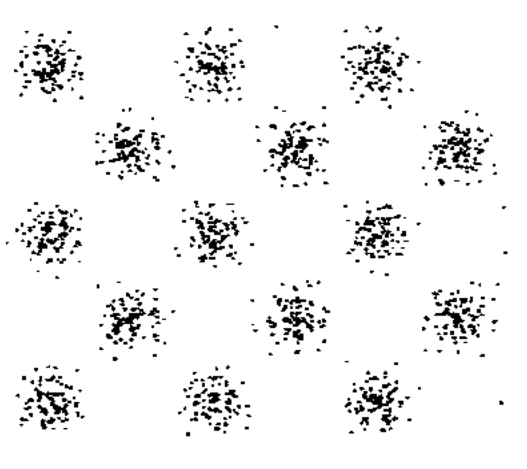


图 4-19 在垂直于滑移面平行于滑移方向上的模拟偶极子组态(对照图 4-16)[引自 Franěk 等(1988)]

起因的双重性也说明这个模型对于位错胞结构形成的适用性。起源于对称双滑移的晶体的单调变形也得到了验证。类似于 Mughrabi 的复合模型(参见 4.2.4 节)一样,在对位错均匀分布的线性稳定性分析中也得到了对出现胞状组态的预测(Kratochvil,1990)。然而不能由此得到位错胞取向的差异,这在力学起因的讨论中另行处理。内部弯曲形式的不稳定性(Kratochvil,1990;Kratochvil 和 Orlová,1990)被认为是与组态的不稳定性协同发生的。

Kratochvil 的模型可能导致对位错组态和塑性不稳定性的统一的描述。但直到现在,由于不同系统的力学的复杂性使得只有部分问题得到了解决。进一步的发展可能有助于

对各种形式的变形局部化的起因有更加清晰的认识。例如细观下不均匀性塑性变形的长度尺度可以从在连续方程中引入应力应变梯度后推导出。近来人们已经对剪切带进行了这样的工作(Coleman 和 Hodgdon,1985;Triantafyllidis 和 Aifantis,1988a),如 Portevin-Le Chatelier 带(Zbib 和 Aifantis,1988b;Estrin,1988;Fressengeas 和 JeanClaude,1991)和 Luders 带(Hahner,1991)。这些带状组织可以认为来自结构的不稳定性,如来自长程应力或可动位错密度的扩散特征或几何因素。

4.3.7 讨论与展望

位错组态的非线性和动力学方法显得很有吸引力,但需要作进一步的补充。反应扩散方法看起来更适合解决包含点缺陷位错组态的问题(Murphy,1988,Estrin et al,1990)。这种方法能够适用于位错组态的研究,这要归功于 Walgraef 和 Aifantis,他们强调了与化学状态的相似性,他们的工作标志着非线性动力学进入了位错理论。

Kratochvil 的工作对以前的不确切的地方作了修正。偶极子通量的扩散特征被完整地建立起来,并且也提出了避免在实空间忽略长程应力的方法。然而,这个模型的一些基本的问题仍没有解决。位错密度的变化方程实际上只是对位错密度的连续和不连续描述的调合,但是以相容的态度把这两种方法结合起来的条件还没有建立。因此,Kratochvil 的工作考虑了应力平衡和应变的相容性,把微观和细观联系起来。然而,这种处理方法与复合模型的关系还不明确,这是因为在 Kratochvil 的工作中,作为内应力源位错偶极子高密度区中的可动位错的积累过程还不明确。

· p. 171 ·

关于不稳定性导致的 PSB 形成的本质,在上面所讨论的两个主要的模型中还没有达成共识。这是因为在这两个模型中,其中一个把偶极子与可动位错的密度相补充作为 PSB 的起因,另一个是与应力应变的条件结合起来,得到混合的起源。另外,并不是所有的材料都有 PSB,于是控制它们产生的因素如滑移几何学、交滑移的能力或低合金化合金的短程有序,应当在分枝的条件下出现。然而反应扩散方法似乎能够处理偶极子和多极子位错组态。

当考虑到位错胞时,就必须考虑到在大应变下的位错胞取向的差异。另一方面,在低温和小应变下,位错胞的墙不是偶极子,另外也不需要引入取向的差异。Kock 的统计模型(参见 4.2.2)和三维模拟(参见 4.4.4)表明,在每种情况下,在多滑移的位错组态的形成中,反应结点应当起着重要的作用,其它值得研究的情况与可动位错的密度有关,也与滑移组态和滑移扩展有关(Walgraef,1990)。在最后的两种情况下,不再考虑自屏蔽效应来对非局部内应力与加工硬化率的问题进行简化处理,到现在为止,人们还没有看到用既不简单也不复杂的方法来解决这些问题。

毫无疑问,反应扩散形式是较难处理的,它超出了分界点后的非均匀解,它涉及解复杂的分析或者数学计算。唯象的方法在处理微观和细观的不稳定性中较流行,它由通过引入附加的扩散项所演变的经典动力学表达式组成。一旦它的物理学基础得到验证,这种简化模型会变得非常有用。构造一个简单的显示各种不稳定性的方程式是比较容易的,但是在一些步骤中对基本的位错机制的深入理解上仍然容易被忽略。在经过这么多年位错理论发展和许多实验观察之后,这就显得有些矛盾。进行数学模拟的主要动机是在许多种可

能性之间去揭示基本的机制并建立这些模型的基础。

· p. 172 ·

4.4 数学模拟方法

4.4.1 引言-方法论

数学模拟是近年来才出现的，可以作为其它研究手段如实验或理论研究的一项非常有用的补充。计算机技术的发展，允许对大量的通过应力场交互作用的粒子的集合效应进行计算。然而还不能直接应用于位错组态的研究，它还需要对包含长程交互作用和几种局部交互作用的线性物体的各向异性运动问题的经典模型进行修正。第一个二维空间的模拟出现在 80 年代中期，同时为正在发展着的三维模拟的发展铺平了道路。

建立在位错动力学基础上的对塑性变形的细观模拟的第一个目标是在合理的精度下，去再现位错的集合效应和相应的机制。位错组态的发展变化规律必须能解释最少量的位错的基本性质、变化机制和交互作用，其中一些由所研究的材料和变形温度来确立。由于技术条件不允许我们从原子尺度开始计算，只有与宏观尺度相关的微观特征被保留下来，才能对它们的处理进行简化。这就需要掌握位错攀移和不同柏氏矢量的交滑移和交互作用的特征。对后一种情况，由于室温下割阶的形成对应力没有太大的贡献，因此可以被忽略，但是还必须考虑位错反应结，因为这是林位错机制的基础。因此在第一步中是对位错机制的选择，在不改变其机制的情况下对其进行简化处理，并确定最小长度和时间尺度是非常重要的。

一旦模拟的结果是可信的，就可以进行大量的实验，对所提出的模型进行验证或者有可能建立新的模型。直到现在，定性结果比定量结果更可信。模拟方法和计算机技术的发展无疑将给这个领域带来巨大的发展。希望能够获得一些典型的组态并得到验证。在 10μm 数量级上有效的连续性方程将在一些材料的物理基础上建立起来。同时象长程应力是否存在这样的基本问题，还有位错排列的自屏蔽效应、唯象理论的起源以及塑性流变可能的扩散本质，将在不带任何假定的基础上得到。

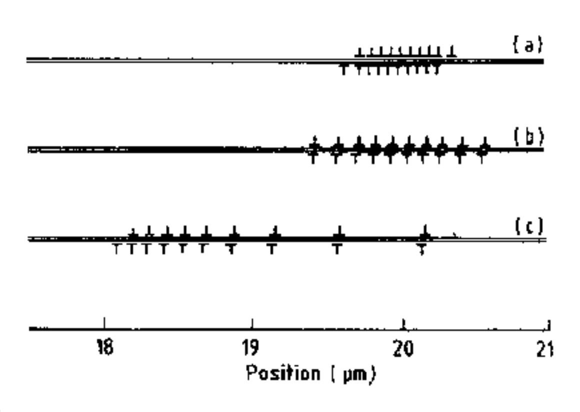


图 4-20 间距为 20nm 外加剪切应力为 20MPa 下的滑移面上多极子组态的模拟结果。引自 Olf 和 Neuhäuser (1988)。(a)合金的起始晶格摩擦力位 25MPa，短程有序的破坏将其减小至 6MPa；(b)对于两组位错合金的晶格摩擦力已经减小至 6MPa；(c)上面的位错经受其实起始晶格摩擦力并减弱它，而下面的一组滑移面上的摩擦力已经减弱至 6MPa

4.4.2 模拟技术

在过去只有简单条件下才能够应用模拟的方法，例如一条位错线滑过一列随机分布的障碍物(Foreman 和 Makin, 1966, 1967)。Neuhäuser(1980)和 Amodo(1988)回顾了人们对较少位错集合的平衡形态及其动力学进行的研究。对不需要大型计算的小数量位错所进行的模拟仍然引起人们有极大的兴趣(参见

Neuhäuser，1986)。例如，图 4-20 重现了在相邻平面上滑移的位错塞积反应形成的多极子组态。在合金中位错移动破坏了短程有序从而减小了位错运动的晶格摩擦阻力(Olfe 和 Neuhäuser，1988)。

• p. 173 •

对于大量位错的集合体，我们必须解出在长程和局部交互作用下的所有位错在小的时间间隔下或者在连续(分子动力学)或者在不连续空间(自动计算单元)运动方程。如 Choniem 和 Amodeo(1990)所指出的对粒子系统的数学模拟，这对实际操作是严峻的挑战，并且位错动力学的特点又会带来更大的困难。迄今已经有三个对二维空间模拟的报导。其中两个来自分子动力学(Amodeo，1988；Ghoniem 和 Amodeo，1988，1989a，b，1990；Gulluoglu 等，1989，1990)，而第三个来自(Lépinoux，1987，1988；Lépinoux 和 Lubin，1987；Steck 和 Hesselbarth，1991)并应用于流体动力学(D' Humières 和 Lallemand，1986；Lépinoux，1987)。在这一节中，我们将讨论一下这两种方法的相似点和不同点；三维模拟将在 4.4.4 节中介绍。

在无穷大的二维空间中，我们将要考虑具有平行或反平行柏氏矢量的相同类型的直位错(刃位错或螺位错)，并且讨论平行于位错线方向的位错的配置。

对每一个位错，它所受的内应力就是在大范围内它与所有其它位错交互作用力的总和。利用各向同性物体中无限多位错的应力场可以计算出位错受到的作用力，利用 Peach-Koehle 公式可以把作用力转变为分切应力。因而由于内应力的非局部特性所导致的数学上的困难，在计算大量的交互作用对的模拟中又出现了。

Ghoniem 和 Amodeo 考虑了在 $2\times4\mu m^2$ 量级的模拟区域上包含 400 条位错线的所有交互作用的典型情况。为了减少计算时间，Gulluoglu 等人采用了更小的计算区域($1\times1\mu m^2$)，并且包含了由于周期边界条件产生的作用。在 Lepinoux 的方法中，当距离较大不足以对位错组态和平均交互作用能有太大影响时，略去了长程交互作用力(参见 4.4.3.4)。对于螺位错，切断距离的值约为 $5\mu m$。分切内应力和外应力之和决定了局部的有效应力，当有效应力大于晶格摩擦力时，位错便开动了。位错滑移、交滑移和攀移的有效应力与速度之间的关系或者为线性或者为指数规律的形式。Ghoniem 和 Amodeo 考察了纯滑移和纯攀移的情况，Lépinoux 则考虑了有位错滑移和交滑移或攀移同时发生时的模拟情况。

• p. 174 •

由于局部应力变化很大，位错速率分布在零与几个 ms^{-1}之间，因此有必要确定位错运动的时间间隔，以求得它们平均自由程小于位错平均间距。Ghoniem 和 Amodeo 所定义的最小时间间隔为各种局部作用相关的各种时间间隔中最小的。对于所考虑的不同条件和所模拟的微观结构的变化，这些时间间隔会有几个数量级的差别，例如在疲劳过程的模拟中从几个纳秒到几个毫秒。

在采用自动计算单元的方法中，空间是不连续的，所计算的每一个单元体只能有一条位错线。对于位错偶极子，它的尺寸采用两倍于位错湮没距离 y。Essmann 和 Mughrabi (1979)测量了铜在室温下低周疲劳饱和阶段的值：对于通过交滑移湮没的螺位错，$y_s=50nm$；对于刃位错偶极子的湮没 $y_e=1.5nm$，以上都是在它们自应力的假定下得出的。在带有周期边界条件下要计算$(2-4)\times10^4$ 个单元的模拟面积时，对于螺位错最大尺寸为

31μm×13μm，对于刃位错则为1μm×0.4μm。用单元胞的数量来计算，模拟的每一步由每一根位错移动确定的距离来组成，那么，所有位错的位置就会同时发生变化。这个处理方法有一个优点，就是建立在基本长度尺度的物理学定义上，空间的离散化使效率更高。简言之，模拟的结果适于对配置的定性描述而不适于定量分析。

局部交互作用可以作为反应或拓扑学来处理，在进入细节之前，位错的可动性、位错的相互嵌套、湮没、可动位错的交滑移和攀移或者自发进行或者通过基于有效应力的局部临界值而发生。位错增殖的模型化是十分困难的，必须引入一些假设才能处理，因为位错源的形成和开动不能由二维参数来代表，交滑移又具有三维特征，交滑移的发生与位错的核心有关，或与位错展开的宽度有关。在不连续的处理方法中，有一个局部的确定的临界值对于定性描述螺位错的湮没可能就足够了，因为临界湮没距离已经作为了各种组态的尺度。然而，在定量的描述中，就必须考虑到它的热激活特征。

二维模拟限制了某些理想化情况的研究，因为它不能处理线张力问题，也不能处理位错环上螺位错与刃位错之间的交互作用（刃位错部分产生了螺位错分量，反之亦然）。在实际中，甚至最简单的位错滑移也是三维现象，因为它包含了在相邻两滑移面上位错环的交互作用和滑移沿着试样轴向的积累。

虽然存在以上缺点，但是如下面所提到的，二维模拟的确已经有了一些有意义的结果。这种新的方法已经建立起来了，也已经对一些材料及其行为进行了研究；并发现了在起始为随机分布状态中相似的非随机分布的组态。

· p. 175 ·

4.4.3 二维模拟的结果

4.4.3.1 退火试验

在4.2.1节中已经讨论过Holt(1970)第一次研究了一般化的情况。Lépinoux(1987，1988)进行了退火态的研究，在内应力作用下，由刃位错或螺位错的随机分布为起始的组态发生变化，晶格摩擦阻力为几个MPa数量级。组态变化过程中没有位错增殖，只有在不连续空间的单胞中的位错滑移和同一列相反符号位错的直接湮没。在经过几十个时间间隔后，所有剩余的位错已经不可动了，达到一个稳定的组态。图4-21示出了位错为刃位错时的模拟结果。大约有一半左右的起始位错被湮没，多极位错团在反映基本位错偶极于平衡位置的优先方向形成。正如所希望的那样，没有周期结构产生。起始位错密度或摩擦阻力的变化，或相当于摩擦阻力数量级的小的外力的引入和位错攀移，使位错团内的位错配制发生了局部变化而不改变整体的组态（图4-21b）。系统总的弹性能减少了。多极配置的位错团具有明显的自屏蔽状态，此时为最小能量态。

4.4.3.2 滑移组态

· p. 176 ·

第二个例子处理的是单滑移的情况。这个例子研究了在外部剪切应力作用下从起始为随机分布的螺位错组态的变化过程（Lépinoux 和 Kubin，1987，Kubin 和 Lépinoux，1988）。通过在开放的空间中引入相反符号的位错对，在不连续的滑移片层中来解释位错的增殖。按照局部应力的值，这些位错对或者湮没、或者合并、或者扩展，为位错增殖留下

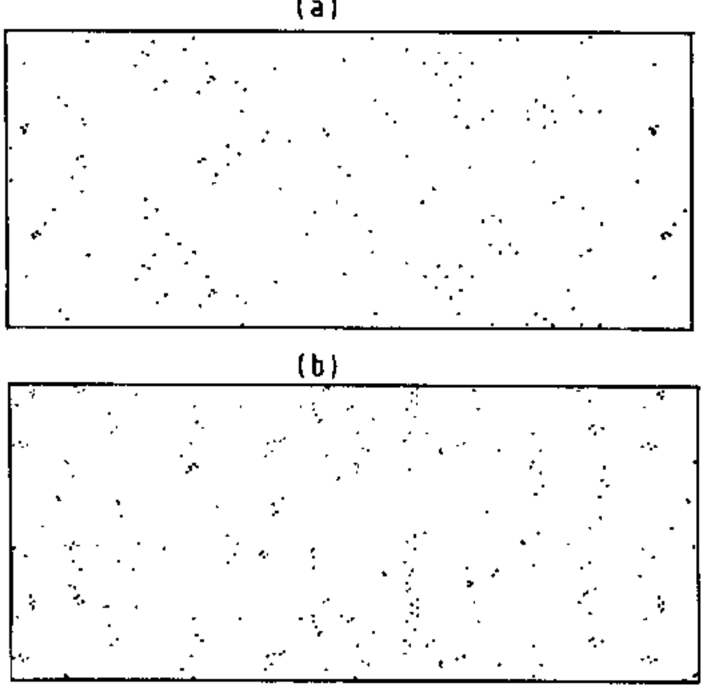


图 4-21 两种刃位错的退火态组态，起始态为随机分布，图中所示为经过 100 个时间间隔后的组态。(a)中的位错起始密度和晶格摩擦力比(b)中的大。注意其中的自屏蔽多极子簇的形成[引自 Lépinoux(1987)]

更开放的空间。对所控制的总位错密度的增殖率，新的位错可产生于(i)一个随机位置(随机增殖)或(ii)在被激活的滑移片层中(自催化增殖)。那么位错塞积直接来自于新位错的产生。第(ii)种情况代表了由位错源产生的位错的塞积和滑移位错对微观组织的软化，例如对有序合金短程有序的破坏(Olfe 和 Neuhäuser，1988；Gerold 和 Karnthaler，1989)。

图 4-22(a)为在第(i)种情况下经 100 个时间间隔后，外应力为恒定力 15MPa，摩擦阻力为其一半时所得到的动力学组态。尽管有形成滑移片层的倾向，但这种组态还是不明显的。图 4-22(b)表示了在第(ii)种情况下的组态，所有的条件同上。滑移似乎显示出更精细的结构，这来自于相反符号螺位错的湮没和位错胞中相邻位错列的滑移。这种精细滑移结构的典型尺度为 200nm，直接与不连续性的基本假定有关，例如通过交滑移位错湮没的临界距离。

• p. 177 •

图 4-23 是 Ghoniem 和 Amodeo(1990)所模拟在铜中有刃位错增殖发生的简单滑移。从图中可以看到滑移局部化的变化和多极层的形成，同图 4-20 的组态有些相似。这些层间的典型值为 1μm 数量级，由于这种排列的多极性，尚不能确定这些暂时的局部化与空间位置有关。

实验所得到的位错的排列方式说明与位错滑移组态相关的最小长度由螺位错的交滑移决定，对于作用力或刃位错塞积的长程交互作用则必须用更大的尺度。然而这些解释还不能适用于以下的问题，如同时具有螺位错和刃位错分量的位错环的交互作用。

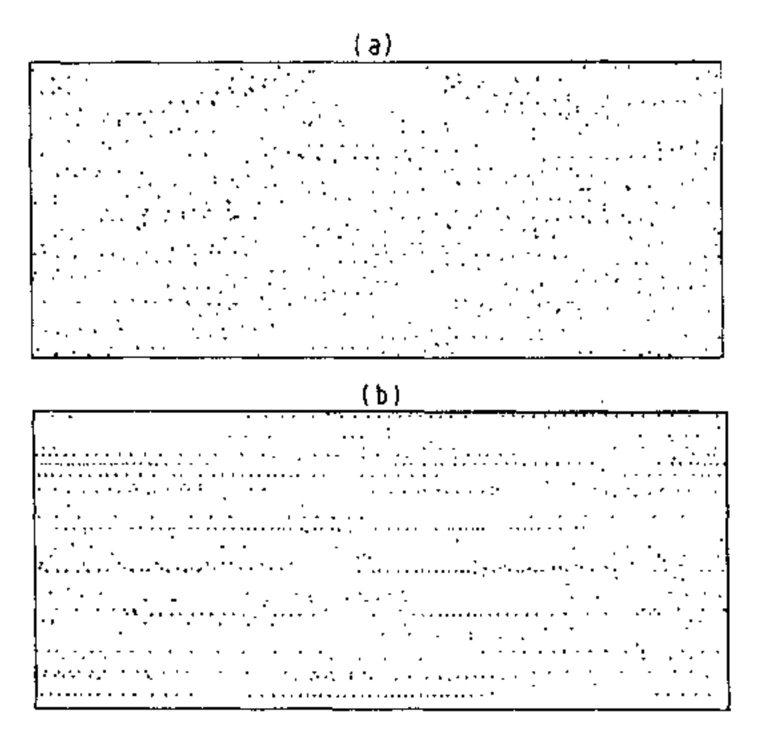


图 4-22 在 15MPa 剪切应力下 100 个时间间隔后易滑移的螺位错组态,(a)随机增殖;(b)自动增殖得到的分层结构。注意其中的位错塞集的交互作用导致交滑移[引自 Lepinoux(未发表)]

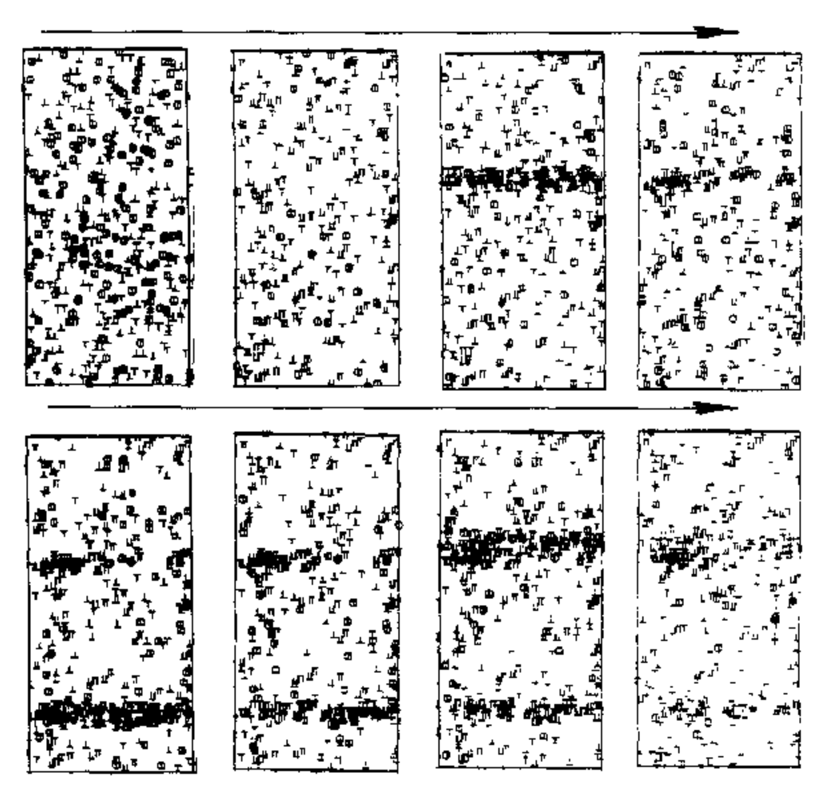


图 4-23 铜中的刃位错。外加应力为 30MPa 晶格摩擦力为 5MPa 起始态为随机分布(左上)、位错阵列平面上发生着位错偶极子的形成和湮灭;它们的间距为 1μm 数量级[引自 Ghoniem 和 Amodeo(1990)(Cour Tesy of Kluwer Academic Publishers.)]

4.4.3.3 *滑移扩展*

• p. 178 •

二维模拟对滑移扩展问题进行了研究。如图 4-24 所示的是由初始状态到一个包含三个基本滑移列的一层随机分布的螺位错的过程。位错增殖规律是自催化型的，位错能够通过交滑移到垂直的平面上。这里研究的目的是确定滑移是否在与滑移面的法向方向产生。结果表明，在恒外应力的作用下，就会得到与控制位错增殖率常数相关的临界条件(Lépinoux，1987)。当这个值较小时，片层保持激活态[参见图 4-24(a)]，具有与图 4-23(b)一样的精细结构。每两个基本滑移列中就有一个位错通过交滑移湮没。在这种结构中，当塞积群间的传送应力不足以产生交滑移和使激活片层外的位错增殖时，激活带的厚度保持不变。当增殖因子较大时，如图 4-24(b)所示，位错的排列不整齐，但滑移激活能够传播出去。每一列位错的变形率都可以作为位错数目的函数；例如，平行于试样轴向的位错列，也可研究它们随时间的变化。在图 4-25 中示出了这些研究结果。这里人为地引入一个恒定的应变硬化率来限制扩展前缘后边的滑移激活。激活的滑移片层厚度的增长率 v_d 有以下的形式

$$v_b = v_d(1 - K_m^*/K_m), K_m > K_m^* \tag{4-34}$$

式中，v_d 是传播带前端位错的运动速率，K_m 为增殖因子，K_m^* 是临界值，当 $K_m < K_m^*$ 时，不发生滑移扩展。

人们认为，滑移带的扩展，特别是在 Luders 带的情况下，可以由动态位错塞积的内应

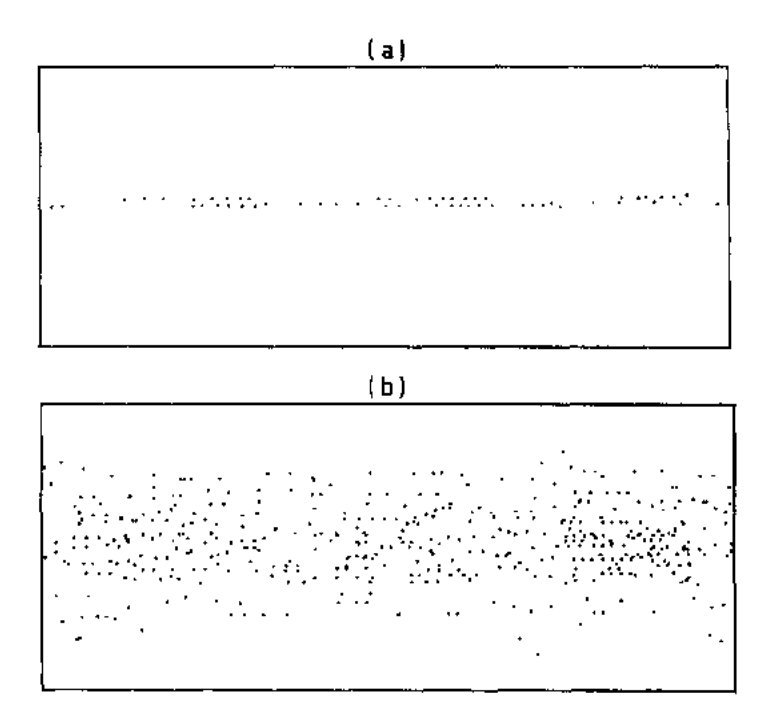


图 4-24　静态到扩展组态的转变。初始组态为三列随机分布的螺位错。外应力为 15MPa，摩擦阻力为 7.5MPa，增殖规律为自动增殖[引自 Lépinoux(未发表)]。(a)小的增殖速率：滑移带不扩展；(b)大的增殖速率滑移带扩展

力引发(Kocks,1981)。为了对这种情况进行模拟,必须引入整个晶体中刃位错的随机分布。在对夹杂溶质原子造成的位错钉扎的模拟中,应力与速度的关系中必须有过应力时位错才会产生运动。在应力集中点位错首先开动,但并非都能进一步扩展。对于已经开动的区域,其扩展速度与应力的关系类似方程式(4-34)。

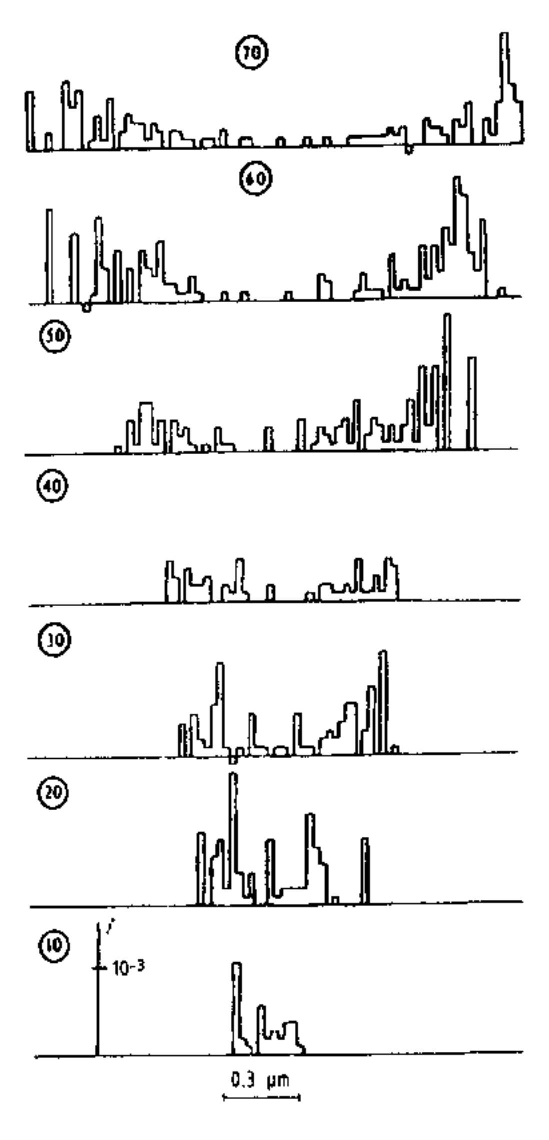


图 4-25 螺位错的滑移扩展。每一滑移列的应变速率为位错列数 N 的函数。计算的步数用带圈的数字表示,从下向上依次增大。起始组态为在 0.3μm 厚的激活层中的位错的随机分布,滑移带为接近匀速扩展[引自 Lépinoux(1987)]

• p. 179 •

这些结果可能与在铜合金变形的第一阶段所谓的 Lüders 花样的滑移扩展相关(Neuhäuser,1990),并且可以得到下面的结论:在静态的滑移组态和滑移扩展间有一过渡,这一过渡由增殖机制控制,或由其它因素如外应力和温度控制。滑移带的扩展速度与刃位错或螺位错列前端的位错速度成正比。然而这里还不可能对两种机制的作用进行比较,其中包括交滑移和动态塞积造成的长程应力。

4.4.3.4 不可动位错的组态

尽管二维模拟更适于研究滑移组态,但也能得到一些不动位错组态的结果。这里我们不讨论对 PSB 的模拟(Lepinoux,1987;Amodeo,1988;Ghoniem 和 Amodeo,1990),这些模拟结果可能不太可信,因为在那些情况下,动力学行为涉及刃位错与螺位错之间强烈的偶合作用(Mughrabi,1980)。要研究的一个较重要的量是长程交互作用的切断距离,特别是像图 4-21 中退火态结构一样,会产生一定的自屏蔽效应。

• p. 180 •

图 4-26 可由下列方式得到。对退火态的每一个(螺)位错,计算出以 r 为半径邻近区域的弹性交互作用能 $E(r)$。整个结构 $E(r)$的平均值 $\overline{E}(r)$作为 r 的函数。图 4-26 表明,这个平均

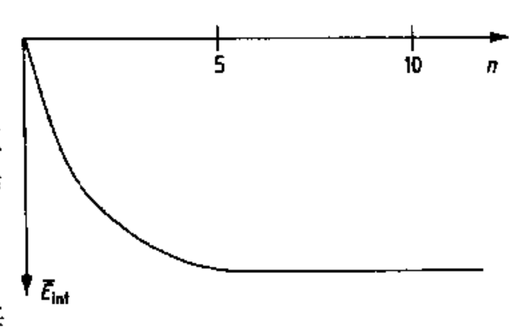
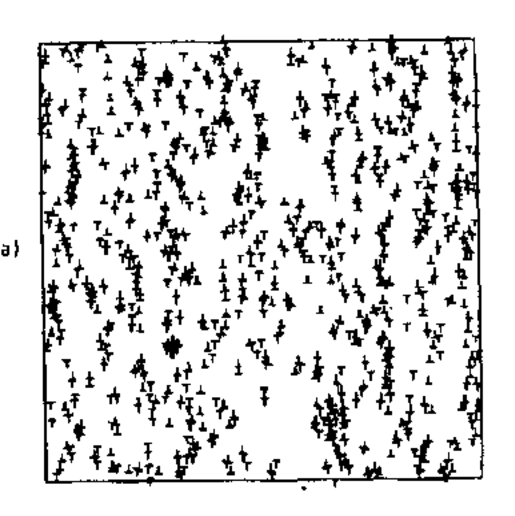


图 4-26 平均弹性交互作用能 $\overline{E}(r)$与约化作用距离 $n=r\rho^{1/2}$的关系。这是对退火态螺位错组态的平均处理。注意切断半径为 $R_c=5\rho^{-1/2}$

值在减小，当距离超过 $5\rho^{-1/2}$ 时（～5μm），平均值达到饱和。应当强调，通过进行估算长程应力的计算所获得的组态达到 10μm，因此图 4-26 中的有效切断距离就是自发出现而不是由假定而来的。

$5\rho^{-1/2}$ 的值明显太大了，而不能在反应扩散方法或 Holt 模型中通过局部展开作修正处理。图 4-27 是 Gulluoglou 及其合作者（1989）的研究结果，已说明了无论在模拟中还是在理论模型中，弹性交互作用限定在很小的范围内。图 4-27(a)是在没有消去长程应力场时退火态的刃位错组态，后一个则是通过对模拟位错胞和无穷周期的总和上计算得到的。尽管位错密度不同，但与图4-21b 相似，有松散的多极位错团。当切断半径为 0.5μm 时就形成了明显的位错胞壁的周期结构[参见图 4-27(b)]。位错分裂成不同符号的位错胞壁，周期（二倍于墙的间距）为 0.5μm，其距离为弹性交互作用的最大距离。

(a)



(b)

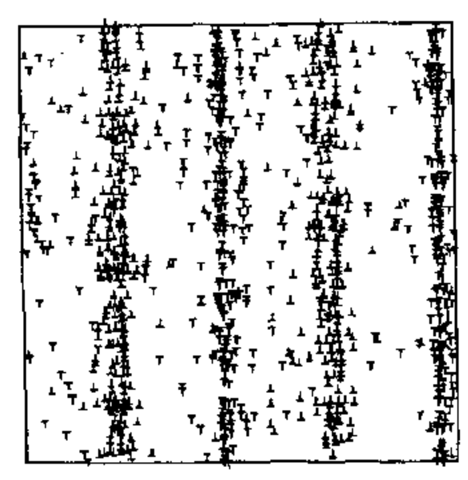


图 4-27 两种螺位错的退火态组态[引自 Gulluoglu 等（1989）]（Courtesy of Pergamon Press.）(a)没有减小长程应力的范围[对照图 4-21(b)]；(b)切断距离为 0.5μm

在外力作用下，形成的位错胞壁具有偶极子特征（Kubin 和 Lépinoux，1988）。这是由于位错增殖的结果：当位错从位错胞壁的一边到另一边时符号改变。除非它们横断了模拟的区域，否则这种位错胞壁只是瞬时稳定，如图 4-27(b)所示，那么他们通过周期边界条件得到稳定。因此尽管在易滑移的变形中不希望有周期位错胞壁结构，但是有两种人为的方法产生周期位错墙结构：通过消除长程应力，或通过引入结位错胞壁的钉扎效应来增加它们的稳定性。在三维空间中这种机制也是有效的；在位错胞壁内的反应结点和在位错胞中不同形态的位错胞壁的三态点，这些都作为稳定化因子。Lubarda 等人（1992）在处理确定数目的刃位错的过程中也得到了敏锐的周期位错胞壁结构，通过对势能的最小化得到组态中位错的平衡位置。

• p.181 •

最后，Ghoniem 和 Amodeo（1989，1990）在研究有正交滑移方向的两列无穷多的刃位错中得到了二维的位错胞结构。在结点生成合适的条件下，相互交割的位错能形成不可动结构。在双向加载条件应力为 100MPa 时，位错可通过攀移回复。图 4-28 表示了初始的随机结构和位错胞形成的过程。位错胞结构的尺寸约为 0.5μm，边界由偶极子和反应结点构成。如 Ghoniem 和 Amodeo（1990）指出的那样，可通过检测内应力和有效应力随时间的变化来检测胞结构的产生。

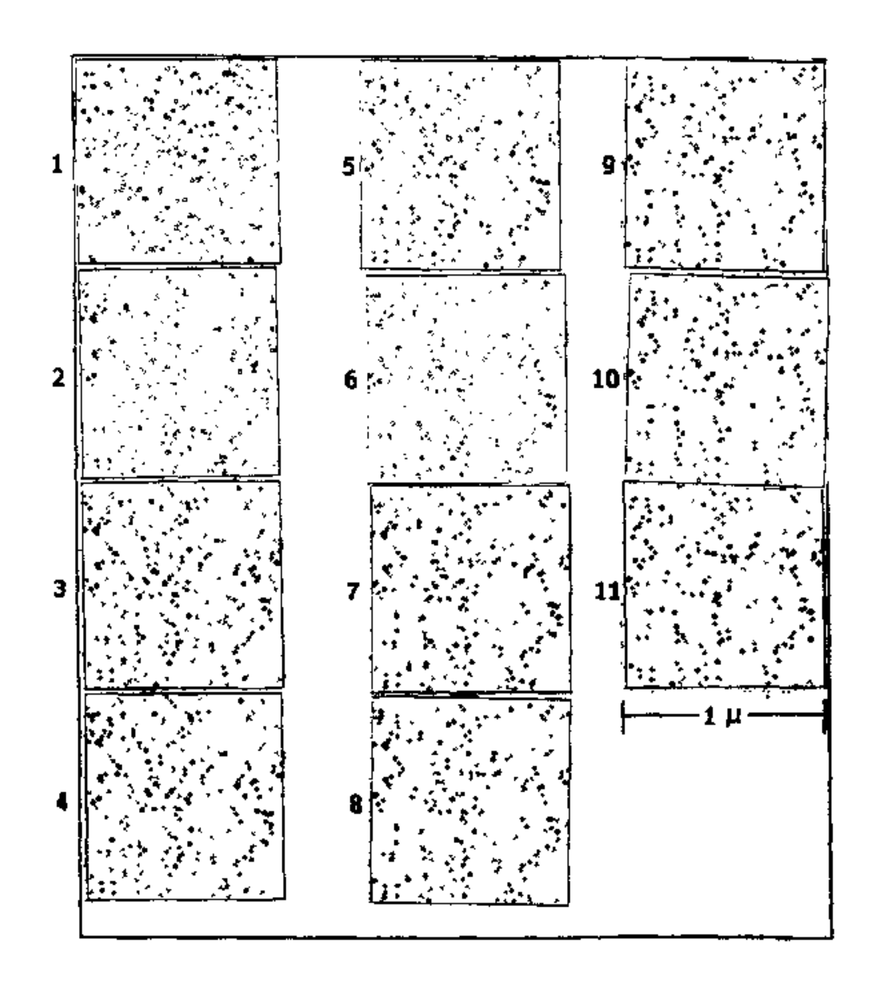


图4 28　600℃铁中位错胞形成的连续模拟过程，外应力为100MPa。刃位错在两个滑移面上的八面体滑移方向上可动[引自Ghoniem和Amodeo(1990)(经Kluwer Academic Publishers许可)]

4.4.4 三维模拟

4.4.4.1　方法

· p. 182 ·

当二维模拟正处在起步阶段时，三维模拟将带来更多的定量信息和对位错组态以及与材料宏观行为更深刻的理解。这些模拟包含滑移晶体学和把应力应变处理为张量数。因为所有基本过程或者在模拟时自发产生或者在合理的近似中产生，因而三维模拟要比二维模拟简化。另一方面实际操作是相当复杂的，三维模拟的发展受当前计算能力的限制，尤其是要求计算机的计算速度。目前，数学模拟可以计算到1%～百分之几的数量级的应变(Kubin和Canova，1990；Kubin等，1992；Canova等，1992)。

三维模拟的原理如下：任意形状的位错环和位错段分解为相连的刃位错和螺位错部分。所研究材料的晶格具有对称性，这些位错在三维格子中的运动分解为一格一格的跳动。图4-29表示了面心立方晶格，联结一顶点和邻近面心的线为〈110〉方向，这是一可能的螺位错位置，联结一顶点与相对的面心的线为〈112〉方向，这是一可能的刃位错的位置。

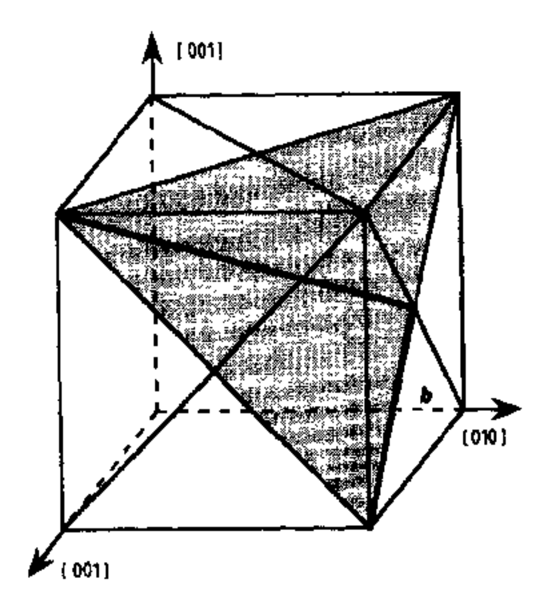


图 4-29 三维面心立方晶格和在(111)滑移面上的位错环的一部分(粗线)。螺位错部分沿[10$\bar{1}$]方向,刃位错部分沿[$\bar{1}$2$\bar{1}$]方向

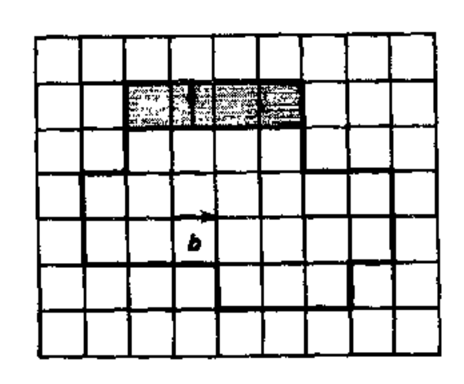


图 4-30 位错环的扩展是由基本的螺位错和刃位错段组成。每段位错的每次运动就会产生两段新的其他类型的位错段来保持位错环的连续性,在这里是螺位错段

在这些方向生成的位错也由晶格确定,如在{111}滑移面上,刃位错为⟨110⟩,螺位错为⟨112⟩。如图 4-30 所示,位错环的扩张是通过一个基本的单位移动来产生两段新的位错而进行的。

基本的长度尺度是位错偶湮没的最小临界距离(参见 4.4.2),位错偶的临界湮没距离为 y_e,三维晶格的参数为 a,由沿⟨111⟩方向的基本移动确定,d_{111}等于 $2y_e$。当 $y_e=1.6$nm 时(Essmann 和 Mughrabi,1979),有 $d_{111}=a/\sqrt{3}=2y_e$,因此,$a=5.54$nm。应当注意,这个临界湮没距离与外应力无关,在模拟中保持不变。对于螺位错的临界湮没距离则不是这样,它不作为尺度参数,这个值是在交滑移过程中顺便得到的。边长为 10μm 的三维晶格立方体就包含大约有 6×10^9 个单元。实际上计算的单元是占有位错的单元,并不是对所有可能的位置进行计算,因此总的计算数量较小。没有周期边界条件的限制,也没有引入镜像力。模拟样品的表面承受外部约束,一般为恒定应力或恒变加载或应变速率。

• p. 183 •

为了计算长程交互作用,必须利用有限长度位错的应力场,这与无限长度的应力场不同。这可方便地利用由 Wit(1967a,b)研究得到的简化公式(Devincre 和 Condat,1992)进行。尽管这会导致数学上的复杂性,但是一个有意义的结果是位错环通过形成的刃位错和螺位错段的交互作用产生线张力。按照位错理论,为维持直径为 D 的位错环所需要的剪应力为 τ,平衡时 $\tau=2\Gamma/D$,这里位错线能量 Γ 由式(4-2)和当 $R_c=D/2$ 时得到。图 4-31 示出了 τ 与 D 之间的关系,这是对模拟结果进行测量得到的,与理论预测符合较好,Devincre 和 Condat(1992)通过对位错环的离散化,对它的线张力作了更严格的处理。研究表明,除了位错的交互作用,还必须考虑由位错自身的能量产生的驱动力。

• p. 184 •

局部交互作用的处理如同二维模拟一样,希望三维机制可以更加一般的方式模拟。起始状态是 Frank 位错网,即它们由两端钉扎的位错阵列组成密度为 ρ,长度的统计分布为

$\rho^{-1/2}$，塑性变形开始时，当这些位错超过了临界弯曲程度，它们就成为了位错增殖源，其它位错源在进一步的变形中形成钉扎点，由留在交滑移面上的刃位错或不可动结点构成。当具有不同柏氏矢量的位错相互吸引而相遇时，如果从能量上考虑是可行的，就形成了不可动结点。其它的局部交互作用如位错湮没或嵌套会在模拟中自发产生。局部应力是外应力和内应力的和减去一个小的摩擦力（对铜来说为 $3\times10^{-5}\mu \approx 1.7$MPa，）基本位错段的长程交互作用可以计算到距离为 5μm。从二维模拟结果可知（见 4.4.3.4 节、图 4-26），切断距离是完全可以避免人为造成的组态形式。计算出局部有效应力张量，就可以确定位错段的运动速度。应力-速度定律描述的是位错在完整晶体中的运动，当考虑位错与电子和声子的交互作用时，位错的运动就成为粘性流体的运动并含有一拖曳系数（室温下的铜为 $5\times10\text{Pa}^{-1}$）。对每一位错段，允许的最大自由程为 1μm。当进一步分析位错的运动时，运动可以分解成更小的几步。因为位错可在 10^2ms^{-1}的速率下运动，这决定了时间单元为10^{-7}s的数量级。一旦位错移动到一个新的位置，相应的自由运动时间和运动停止时间（对那些受阻的位错）就可被计算出来。

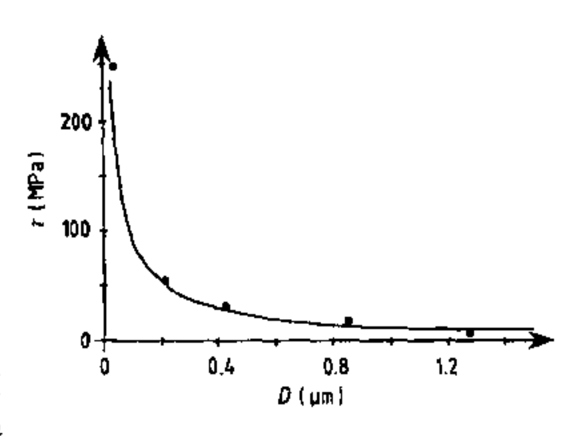


图 4-31　使直径为 D 的位错环保持所需要的剪应力 τ 与 D 的关系。曲线是由文中所述的方法计算得到，圆点代表对模拟位错环的测量结果[引自 Kubin 和 Canova(1990)]

在局部应力下的跃迁几率可以解释交滑移和攀移的热激活的本质。对于交滑移，当局部内应力在滑移面上的分量等于 $\tau_{\text{Ⅲ}}$ 时在一个时间间隔中，位错跃迁几率为 1。$\tau_{\text{Ⅲ}}$ 是变形第三阶段开动的临界应力，对室温下的铜来说约为 30MPa，铝则为几个 MPa。

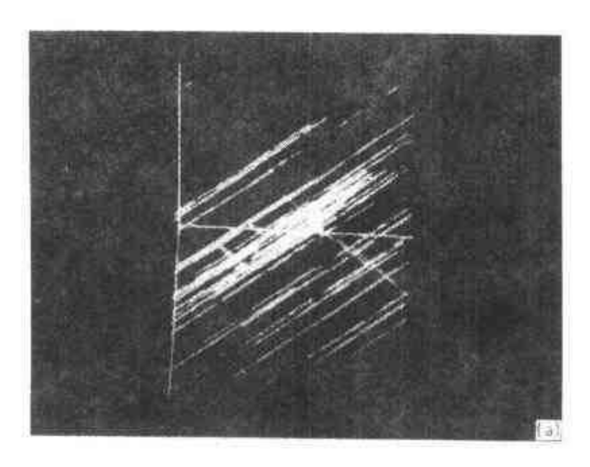
最后，短程有序和位错滑动对它的破坏可通过合金的晶格摩擦力在位错滑过时的减小模拟出来。沉淀带具有较高的局部摩擦力，这无论是对切过机制或 Orowan 绕过机制都是一样的。

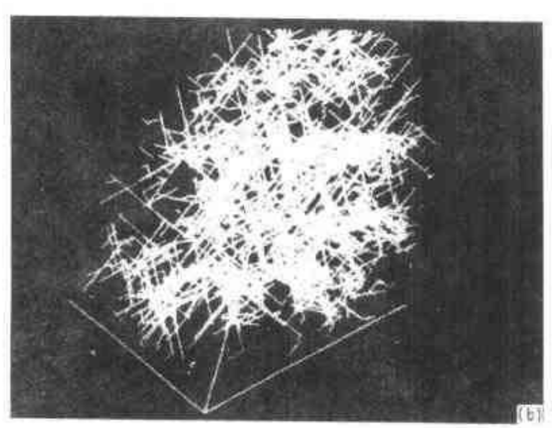
位错段数量随着应变增加时位错的增殖而增加。这就引起在计算中交互作用的增加和数学上有效性的减少，以至于目前可达到的最大应变为 10^{-2}。在这样大的变形下，内应力仍然为外应力的一小部分，而有效切断半径略小于设定值。在某一高的应变下，当长程弹性交互作用的有效切断距离减小时，应变达到了一个临界点，这意味着位错组态的出现和假定的切断距离减小到了它的有效值。

4.4.4.2　位错组态的举例

图 4-32 示出了室温下铜的多滑移的模拟结果。在[011]轴施加了 20MPa 的恒应力，直到产生 $\varepsilon=4\times10^{-3}$的应变，位错密度则从 10^{11}m^{-2}的起始值到 $6\times10^{12}\text{m}^{-2}$，有 4 个滑移系被激活，图 4-32a 表示了晶体中只有一个滑移系的位错成象时的模拟结果。这个图是从平行于螺位错的方向看的，以致于滑移面看起来边缘锐利。这里位错从起始的随机分布变成了一个滑移组态。从图中也可以看到与滑移带相联系的韧位错的交滑移的成像。

图 4-32(b)表示了一个 3μm 厚的薄片，与激活滑移面平行的截面，尽管在小变形下还





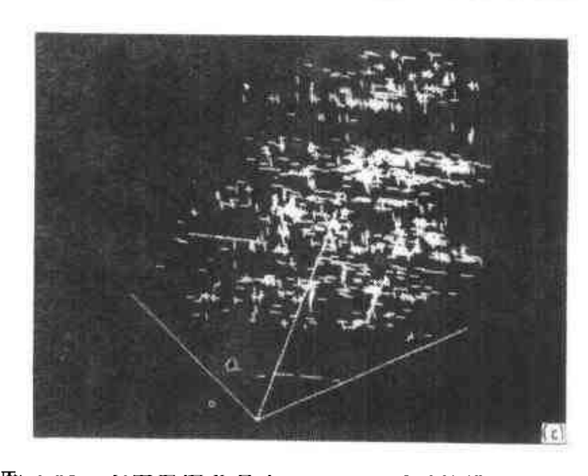


图 4-32 在室温铜单晶中 $\varepsilon=4\times10^{-3}$时的模拟位错组态。沿[011]轴施加 20MPa 恒应力。模拟晶体的取向由三个[100]轴表示，尺寸为 $10\mu m$。(a)激活滑移系[101]的视图，平行与螺位错，显示出交滑移；(b)厚度为 $3\mu m$ 的{111}面上位错密度的波动。(c)与(b)相同，但只显示位错反应结点

没有形成位错胞结构，但是已经有了位错高密度区和层结构的出现。图 4-32c 表示了与图 4-32(b)相同条件下的位错反应结点的分布。对后面两张图的比较说明，位错密度高的区域，位错反应交点的密度也高。这就意味着位错组态形成的可能因素。起初，在每一个滑移系上形成滑移组态，不同柏氏矢量的可动位错的相遇形成了位错交点的组态。可动位错进一步在交点周围聚集，形成位错密集区的源泉，如 Kocks 模型（见 4.2.2）。林位错的排列方式可能继承了位错结点重组后的滑移组态的结构。

• p.185 •

在细观和宏观尺度上，已进行的验证表明从模拟得到的材料性能与实验结果吻合较好。例如：(i)流变应力的增加与位错密度的平方成正比，(ii)模拟的应力-应变曲线的斜率是合理的，多滑移与晶体取向的关系也符合预想值，(iii)在多滑移中，机械加工能量的 20% 被贮存起来。

4.5 附 录

对反应扩散方程(4-30)和(4-31)的线性稳定性分析可参见 Schiller (1989，另见 Misbah，1988)

当 $\partial\rho_i/\partial t=\partial\rho_m/\partial t=0$ 时可得均匀稳态系统 ρ_{i0}和 ρ_{m0}的值，方程的解是

$$g(\rho_{i0}) = 0, \rho_{m0} = p/\beta\rho_{i0} \quad (4\text{-}35)$$

通过引入时间和空间的偏差来检验方程解的稳定性有

$$\rho_i = \rho_{i0} + \delta\rho_{i0}e^{\omega t}e^{iqx}, \qquad \rho_m = \rho_{m0} + \delta\rho_{m0}e^{\omega t}e^{iqx} \quad (4\text{-}36)$$

• p.186 •

这里的常量 $\delta\rho_{i0}$和 $\delta\rho_{m0}$是很小的。

这组方程在稳定态附近是线性的，例如，当省略指数形式和把方程(4-35)代入进去，多次方项就成为

$$\beta\rho_{i0}^2\delta\rho_{m0} + 2\beta\rho_{i0}\rho_{m0}\delta\rho_{i0} =$$
$$= \beta\rho_{i0}^2\delta\rho_{m0} + 2p\delta\rho_{i0}$$

线性化系统最终可以写为

$$\omega\delta\rho_{i0} = [g'_0 + p - q^2D_i]\delta\rho_{i0} + \beta\rho_{i0}^2\delta\rho_{m0} \tag{4-37}$$

$$\omega\delta\rho_{m0} = -p\delta\rho_{i0} - [\beta\rho_{i0}^2 + q^2D_m]\delta\rho_{m0} \tag{4-38}$$

式中，$g'_0=(\partial g/\partial\rho_i)_0$ 是负值(参见 Walgraef，1987)当方程的判别式变为零时，这个线性系统就有非无效解。判别式的条件是

$$\omega^2 + \omega[q^2(D_m + D_i) - g'_0 - p + \beta\rho_{i0}^2] +$$
$$+ \{q^4D_iD_m + q^2[D_i(-p - g'_0) + D_m\beta\rho_{i0}^2]\}$$
$$- g'_0\beta\rho_{i0}^2 = 0 \tag{4-39}$$

在 $D_i \ll D_m$ 和控制参量的值较小时($p\approx 0$)，我们会看到这个特征方程的判别式就总是正值，那么方程的两个根 ω_1 和 ω_2 就是实数。无论 q 的值是什么，方程根的和总是负数，而它们的积是正值。这两个实数解为负数，因此，所有的波动(式4-36)的指数项都是随着时间的延长而衰减。因此单一稳定解是稳态的。当控制参数为非零时，对于特定的波数 q，当其中一个解的实数部分变为正值而另一个解的实数对于所有的 q 值都保持为负值时就达到临界态。在图 4-33 中说明了随着控制参数的增大，均匀的稳定态在超过临界值 p_c 和临界波数 q_c 时就变得不稳定了，同时在(q_1，q_2)波段有不稳定的形式。

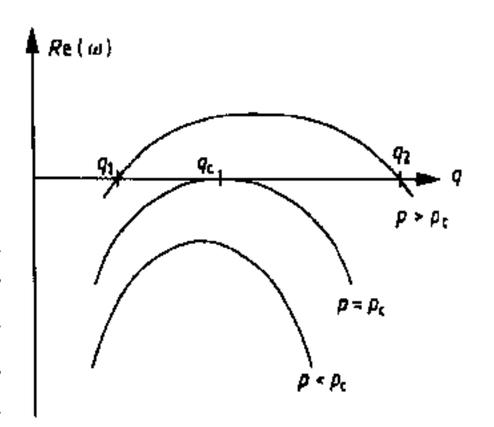


图 4-33 倍数因子 ω 的实部与波数 q(弥散关系)的关系图。当控制参数 p 大于临界值 p_c 时，就出现(q_1，q_2)波段的非稳定模式

从方程 4-39 可以看到当 $-g'_0 - p_c$ 时会发生瞬态的不稳定($q=0$)。因为特征方程的判别式为负值时，方程的根就为纯虚数了，所以方程的实部的和就成为零。当控制参数达到临界值时，就会发生所谓的 Hopf 分歧的非稳定振荡。

$$p_{\mathrm{Hopf}} = - g'_0 + \beta\rho_{i0}^2 \tag{4-40}$$

当特征方程的一个根为

$$\omega_1 - 0, \quad (\partial\omega/\partial q)_1 = 0 \tag{4-41}$$

这时就会发生如图 4-33 中所示的是时空或 Turing 不稳定性。此时方程的另一个根有负的实部。对于简单的情况，两个根都是实数，$\omega_1=0$ 的条件就等价于 $p=\omega_1\omega_2=0$ 或

$$q_c^4D_iD_m + q_c^2[D_i(-p_c - g'_0) + D_m\beta\rho_{i0}^2] -$$
$$- g'_0\beta\rho_{i0}^2 = 0 \tag{4-42}$$

• p. 187 •

当特征方程写作 $\omega^2+S\omega+P=0$ 时，那么就有 $(\partial\omega/\partial q)_1=(\omega_1\partial S/\partial q-\partial P/\partial q)/(2\omega_1-S)=0$，式(4-41)中的另一个条件等价于 $\partial p/\partial q=0$ 或

$$2q_c^2D_iD_m + [D_i(-p_c - g'_0) + D_m\beta\rho_{i0}^2] = 0 \tag{4-43}$$

从后面的两个表达式，我们得到组态开始形成的临界条件为 $p=p_c$，和相应的波数 q_c，

$$
\begin{aligned}
p_c &= [(-g'_0)^{1/2} + (D_m\beta\rho_{i0}^2/D_i)^{1/2}]^2, \\
q_c &= [-g'_0\beta\rho_{i0}^2/(D_iD_m)]^{1/4}
\end{aligned}
\tag{4-44}
$$

在这里，由于 D_m/D_i 的值较大，系统就在 Hopf 不稳定态($p_c<p_{Hopf}$)之前先达到 Turing 不稳定态。那么位错起始均匀密度就变得不稳定了，导致了波长为 $\lambda_c=2\pi/q_c$ 的组态的产生，波长的值由速率常数和扩散因子决定。要想知道组态进一步如何发展，就必须解出超过分歧点的有效解。在这里，线性近似就不行了，弱的非线性近似可能适用(Misbah，1988)。

4.6 致　　谢

作者要感谢所有对本章提出建议和授权引用他们研究成果的作者们，尤其要感谢的是 E. C. Aifantis，Y. Brechet，N. M. Ghoniem，P. Hähner，J. Kratochvil，H. Mughrabi，J. Lepinoux，H. Neuhauser 和 G. Saada。

4.7 参考文献

Aifantis, E. C. (1985): in: *Dislocations in Solids*, Yamada Science foundation. Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 41–47.

Aifantis, E. C. (1986), *Mat. Sci. Eng. 81*, 563–574.

Aifantis, E. C. (1987), in: *Constitutive Relations and their Physical Basis, 8th Risø Int. Symposium:* Anderson et al. (Eds.). Roskilde, Dk: Risø Nat. Lab., pp. 205–213.

Aifantis, E. C. (1988), *Solid State Phenomena* Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 397–406.

Aifantis, E. C. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities*, NATO ASI Series: Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 221–239.

Alexander, H., Haasen, P. (1968), *Solid State Physics 22*, 27.

Amodeo, R. J. (1988), Thesis, University of California, Los Angeles.

Ananthakrishna, G. (1988), *Solid State Phenomena* Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 357–368.

Ananthakrishna, G., Valsakumar, M. C. (1983), *J. Phys. D (Appl. Phys.) 15*, L171–L175.

Basinski, Z. S. (1974), *Scripta Met. 8*, 1301.

Basinski, S. J., Basinski, Z. S. (1979), in: *Dislocation in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 261–362.

Boček, M. (1988a), *Solid State Phenomena* Vol. 3 and 4. Aedermannsdrof, CH: Trans Tech Publications, pp. 369–376.

Boček, M. (1988b), *Z. Metallkde 79*, 132–144.

Bottani, C. E. (1989), *Europhys. Lett. 9*, 785–790.

Brechet, Y. (1987), *Doctorate Thesis*, University of Grenoble.

Burmeister, H.-J., Hermann, H. (1979), *Phys. Stat. Sol. (a) 54*, K59–K61.

Canova, G., Kubin, L. P., Bréchet, Y. (1992), in: *Mecamat' 91*, A.A. Balkema Publishers, in press.

Coleman, B. D., Hodgdon, M. L. (1985), *Archive Rat. Mech. Anal. 90*, 219.

Cottrell, A. H. (1958), *Dislocations and Strength of Crystals*, New York: J. Wiley and Sons.

Devincre, B., Condat, M. (1992), to be published.

Dewel, G., Borckmans, P. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities:* Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). NATO ASI Series. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 63–72.

Differt, K., Essmann, U. (1988), *Scripta Met. 22*, 1337–1342.

Embury, J. D. (1971), in: *Strengthening Methods in Crystals:* Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science Publishers, pp. 331–402.

Essmann, U., Mughrabi, H. (1979), *Phil. Mag. A 40*, 731–756.

Estrin, Y. (1988), *Solid State Phenomena* Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 417–428.

Estrin, Y., Kubin, L. P. (1986), *Acta Met. 34*, 2455–2464.

Estrin, Y., Kubin, L. P. (1991), in: *5th Int. Symp. on Plasticity of Metals and Alloys, Prague, Aug. 1990, Mat. Sci. Eng. A137*, 125–134.

Estrin, Y., Abromeit, Ch., Aifantis, E. C. (1990), *Phys. Stat. Sol. (b) 157*, 117–128.

Foreman, A. J. E., Makin, J. E. (1966), *Phil. Mag. 14*, 911.

Foreman, A. J. E., Makin, J. E. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 511.

Franěk, A., Kalus, R., Kratochvil, J. (1991), *Phil. Mag. A64*, 497–511.

Fressengeas, C., Jean-Claude, V. (1991), in: *Non Linear Phenomena in Materials Science II:* Kubin, L., Martin, G. (Eds.). Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, to be published.

Friedel, J. (1979), in: *Dislocations in Solids* Vol. 1: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 1–32.

Gerold, V., Karnthaler, H. P. (1989), *Acta Met. 37*, 2177–2183.

Ghoniem, N. M., Amodeo, R. J. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 377–388.

Ghoniem, N. M., Amodeo, R. J. (1989a), *Phys. Rev. B41*, 6958–6967.

Ghoniem, N. M., Amodeo, R. J. (1989b), *Phys. Rev. B41*, 6968–6976.

Ghoniem, N. M., Amodeo, R. J. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities, NATO ASI Series:* Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 303–329.

Gil Sevillano, J., Aernoudt, E. (1987), *Mat. Sci. Eng. 86*, 35.

Gil Sevillano, J., Bouchaud, E., Kubin, L. P. (1991), *Scripta Met. 25*, 355–360.

Grosbras, M. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 17–28.

Gulluoglu, A. N., Srolovitz, D. J., LeSar, R., Lomdahl, P. S. (1989), *Scripta Met. 23*, 1347–1352.

Gulluoglu, A. N., Srolovitz, D. J., LeSar, R., Lomdahl, P. S. (1990), in: *Simulation and Theory of Evolving Microstructures:* Anderson, M. P., Rollett, A. D. (Eds.). Warrendale, PA: The Minerals, Metall. and Mat. Soc., in press.

Hähner, P. (1991), in: *Non Linear Phenomena in Materials Science II:* Kubin, L., Martin, G. (Eds.). Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, to be published.

Hansen, N., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1986), *Mat. Sci. Eng. 81*, 141–161.

Hasegawa, T., Yakou, T., Kocks, U. F. (1986), *Mat. Sci. Eng. 81*, 189–199.

Hirth, J. P., Lothe, J. (1968). *Theory of Dislocations.* New York: MacGraw-Hill, p. 153.

Holt, D. L. (1970), *J. Appl. Phys. 41*, 3197–3201.

Hornbogen, E. (1989), *Intern. Mat. Reviews 34*, 277–296.

D'Humières, D., Lallemand, P. (1986), *Physica 140 A*, 326–335.

Jiménez, J. (1982), Master Thesis, ESII of San Sebastian, University of Navarra, Spain.

Johnston, W. G., Gilman, J. J. (1959), *J. Appl. Phys. 30*, 129.

Kleiser, T., Boček, M. (1986), *Z. Metallkde 77*, 582–587.

Kocks, U. F. (1976), *J. Eng. Mat. and Technology 98*, 76–85.

Kocks, U. F. (1981), in: *Chalmers Anniversary Volume, Progress in Materials Science*. Oxford: Pergamon Press, pp. 185–241.

Kocks, U. F. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Physics, pp. 125–143.

Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Thermodynamics and Kinetics of Slip, Progress in Materials Science*, Vol. 19: Chalmers, B., Christian, J. W., Massalski, T. B. (Eds.). Oxford: Pergamon Press.

Kocks, U. F., Hasegawa, T., Scattergood, R. O. (1980), *Scripta Met. 14*, 449.

Kosevich, A. M. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 1: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 33–141.

Kratochvil, J. (1988a), *Czech. J. Phys. B38*, 421–424.

Kratochvil, J. (1988b), *Rev. Phys. Appl. 23*, 419–429.

Kratochvil, J. (1988c), in: *Basic Mechanisms in Fatigue of Metals:* Lukáš, P., Polák, J. (Eds.). Prague: Academia Elsevier, pp. 15–25.

Kratochvil, J. (1989), in: *Advances in Plasticity 1899:* Khan, A. S., Tokuda, M. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 565–568.

Kratochvil, J. (1990a), *Scripta Met. Mater. 24*, 891–894.

Kratochvil, J. (1990b), *Scripta Met. Mater. 24*, 1225–1228.

Kratochvil, J. (1991), *J. Mech. Behaviour of Materials*, in press.

Kratochvil, J., Libovičký, S. (1986), *Scripta Met. 20*, 1625–1630.

Kratochvil, J., Orlová, A. (1990), *Phil. Mag. A61*, 281–290.

Kubin, L. P., Canova, G. (1990), in: *Electron Microscopy in Plasticity and Fracture Research of Materials:* Messerschmidt, U. et al. (Eds.). Berlin: Akademie Verlag, pp. 23–32.

Kubin, L. P., Estrin, Y. (1990), *Acta Met. 38*, 697–708.

Kubin, L. P., Lépinoux, J. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA 8)* Vol. 1: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 35–59.

Kubin, L. P., Estrin, Y., Canova, G. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities*, NATO ASI Series: Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 277–302.

Kubin, L. P., Canova, G., Condat, M., Devincre, B., Pontikis, V., Bréchet, Y. (1992), in: *Non-Linear Phenomena in Materials Science*, Vol. 2. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications.

Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1962), *Trans. Metall. Soc. AIME 224*, 1047.

Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA 8)*, Vol. 1: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 221–226.

Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1989), *Mat. Sci. Eng. A 113*, 1–41.

Kuhlmann-Wilsdorf, D., van der Merwe, J. H. (1982). *Mat. Sci. Eng. 35*, 79.

Lavrentev, F. F. (1980), *Mat. Sci. Eng. 46*, 191.

Lépinoux, J. (1987), Doctoral Thesis, University of Poitiers.

Lépinoux, J. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 389–396.

Lépinoux, J., Kubin, L. P. (1987), *Scripta Met. 21*, 833–838.

Louchet, F., Bréchet, Y. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 335–346.

Lubarda, V., Blume, J., Needleman, A. (1992), to be published.

Luft, A. (1991), *Progress in Materials Science 35*, 97–204.

Mader, S. (1957), *Z. Physik 149*, 73.

Malygin, G. A. (1988), *Sov. Phys. Solid State 30*, 1828–1829.

Malygin, G. A. (1989), *Sov. Phys. Solid State 31*, 96–98.

Masing, G. (1923), *Wissenschaftl. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern 3*, 231–239.

Misbah, C. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 29–56.

Mughrabi, H. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, MA: MIT Press, pp. 199–250.

Mughrabi, H. (1980), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5)*, Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1615–1638.

Mughrabi, H. (1981), in: *Continuum Models of Discrete Systems 4:* Brulin, O., Hsieh, R. K. T. (Eds.). Amsterdam: North-Holland, pp. 241–257.

Mughrabi, H. (1983), *Acta Metall. 31*, 1367–1379.

Mughrabi, H. (1986), *S. Afr. J. Phys. 9*, 62–68.

Mughrabi, H. (1987), *Mat. Sci. Eng. 85*, 15–31.

Murphy, S. M. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 295–302.

Nabarro, F. R. N. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA-CIRMA 7)*, Vol. 1: Mc Queen, H. J. et al. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1667–1700.

Nabarro, F. R. N., Basinski, Z. S., Holt, D. B. (1964), *Adv. in Physics 13*, 193.

Neuhäuser, H. (1980), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5)*, Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1531–1550.

Neuhäuser, H. (1983), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 6: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland; pp. 319–440.

Neuhäuser, H. (1988a), *Res. Mechanica 23*, 113–135.

Neuhäuser, H. (1988b), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 279–294.

Neuhäuser, H. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities, NATO ASI Series*: Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 241–276.

Neumann, P. (1986), *Mat. Sci. Eng. 81*, 465–475.

Nishioka, K., Ohsaka, K. (1978), *Phil. Mag. A 37*, 561–566.

Olfe, J., Neuhäuser, H. (1988), *Phys. Stat. Sol. (a) 109*, 149–160.

Pedersen, O. B., Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1981), *Acta Metall. 29*, 1843.

Prinz, F. B., Argon, A. S. (1984), *Acta Metall. 32*, 1021.

Raj, S. V., Pharr, G. M. (1986), *Mat. Sci. Eng. 81*, 217–237.

Saada, G. (1991), in: *5th Int. Symp. on Plasticity of Metals and Alloys, Prague, Aug. 1990, Mat. Sci. Eng. A137*, 177–183.

Schwab, A. (1990), Thesis A, Pädagogische Hochschule, Dresden.

Schwab, A., Burmeister, H. J. (1991), to be published

Seeger, A. (1955), *Phil. Mag. 46*, 1194.

Seeger, A. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys (ICSMA 8)*, Vol. 1: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 463–468.

Seeger, A., Frank, W. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH. Trans Tech Publications, pp. 125–138.

Schiller, C. (1989), Thesis, Université Libre de Bruxelles (in English).

Schiller, C., Walgraef, D. (1988), *Acta Met 36*, 563–574.

Shinohara, K., Kitajima, S., Kutsuwada, M. (1986), *Acta Met. 12*, 2335–2342.

Schwink, Ch. (1966), *Phys. Stat. Sol. 18*, 557–567.

Sprušil, B., Hnilica, F. (1985), *Czech. J. Phys. B35*, 897–900.

Staker, M. R., Holt, D. L. (1972), *Acta Metall. 20*, 569–579.

Steck, B., Hesselbarth, H. W. (1991), in: *Plasticity 91, Grenoble (France), Aug. 1991*, to be published in *Int. J. of Plasticity*.

Sumino, K. (1974), *Mat. Sci. Eng. 13*, 269–275.

Takamura, J. (1987), *Trans. Jap. Inst. of Metals 28*, 165–181.

Takeuchi, S. (1973), *J. Phys. Soc. Japan 35*, 188–193.

Triantafyllidis, N., Aifantis, E. C. (1986), *J. Elasticity 16*, 225.

Vladimirov, V. I., Kusov, A. A. (1976), *Sov. Phys Solid State 18*, 886–892.

Vladimirov, V. I., Pegel, B. (1973), *Phys. Stat. Sol. (b) 56*, K105–108.

Walgraef, D. (1986), in: *Mechanical Properties and Behaviour of Solids: Plastic Instabilities*, Balakrishnan, V., Bottani, C. E. (Eds.). Singapore: World Scientific, pp. 354–395.

Walgraef, D. (1988), *Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications, pp. 77–96.

Walgraef, D. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities, NATO ASI Series*: Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.). Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, pp. 73–87.

Walgraef, D., Aifantis, E. C. (1985a), *J. Appl. Phys. 58*, 688–691.

Walgraef, D., Aifantis, E. C. (1985b), *Int. J. Eng. Sci. 23*, 1351–1358.

Walgraef, D., Aifantis, E. C. (1985c), *Int. J. Eng. Sci. 23*, 1359–1364.

Walgraef, D., Aifantis, E. C. (1985d), *Int. J. Eng. Sci. 23*, 1365–1372.

Walgraef, D., Aifantis, E. C. (1988), *Res. Mechanica 23*, 161.

Walgraef, D., Schiller, C., Aifantis, E. C. (1987), in: *Patterns, Defects and Microstructures in Nonequilibrium systems, NATO ASI Series*. Walgraef, D. (Ed.). Dordrecht, Netherlands: Martinus Nijhoff Publishers.

Wilkens, M. (1969), *Acta Met. 17*, 1155–1159.

Wilkens, M., Kronmüller, H. (1975), *Cryst. Latt. Defects 6*, 41–49.

de Wit, R. (1967a), *Phys. Stat. Sol. 20*, 567–573.

de Wit, R. (1967b), *Phys. Stat. Sol. 20*, 575–580.

Zbib, H. M., Aifantis, E. C. (1988a), *Scripta Met. 22*, 703–708.

Zbib, H. M., Aifantis, E. C. (1988b), *Scripta Met. 22*, 1331–1336.

一般阅读资料

Haken, H. (1987), *Advanced Synergetics*, 2nd ed. Berlin: Springer Verlag.

Kubin, L., Martin, G. (Eds.) (1988), *Non Linear Phenomena in Materials Science – Solid State Phenomena*, Vol. 3 and 4. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications.

Kubin, L., Martin, G. (Eds.) (1992), *Non-Linear Phenomena in Materials Science*, Vol. 2. Aedermannsdorf, CH: Trans Tech Publications.

Nicolis, G., Prigogine, I. (1977), *Self-Organization in Nonequilibrium Systems* New York: J. Wiley and Sons.
Walgraef, D. (Ed.) (1987), *Patterns Defects and Microstructures in Nonequilibrium Systems, NATO ASI Series*. Dordrecht, Netherlands: Martinus Nijhoff Publishers.
Walgraef, D., Ghoniem, N. M. (Eds.), *Patterns, Defects and Materials Instabilities, NATO ASI Series*. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers.

5 固溶强化

Hartmut Neuhäuser and Christoph Schwink

Institut für Metallphysik and Nukleare Festkörperphysik, Technische

Universität Braunschweig, Federal Republic of Germany

(邢占平译 韩雅芳校)

目录

符号与缩语表

a	晶格常量
a_k	扭折高度
b	伯格斯矢量的模
B	粘滞阻尼系数
B_e	电子阻尼系数
B_r	声子辐射阻尼系数
B_{ph}	声子散射阻尼系数
c	溶质原子浓度
c_b	障碍浓度
c_m	位错核心区的最大浓度

符号	含义
c_0	基体浓度
c_1	堆垛层错浓度
d	晶粒尺寸
D	扩散系数
E_w	溶质原子与位错的作用能
E^d	位错与溶质原子的介弹性(dielastic)作用能
$f(t_w)$	应变时效函数
F_m	位错与单个障碍的最大交互作用力
f_w	胞壁体积分数
f_{cr}	通过应变时效增加障碍强度的临界值
f^d	介弹性(dielastic)作用力
f^p	超弹性(parelastic)作用力
f^s	Suzuki 偏析产生的作用力
f^0	SRS 产生的最大力
$\Delta G(\tau)$	激活自由焓
ΔG_0	在零应力状态下的激活自由焓
ΔG_{03}	应变时效前的原始障碍强度
k	玻尔兹曼常量
K	体积模量
K_a	应变时效的有效因子
k_y	Hall-Petch 参数
l_a	激活晶体长度
l_b	沿位错线障碍距离
L_F	Friedel 长度
l_0	晶体长度
L_0	滑移面上平均溶质原子(障碍)距离
$\dot{l}$	表观延伸率
$\dot{l}_{loc}$	局部延伸率
m_s	Schmidt 取向因子
n	一组位错数量
n_{aB}	激活滑移带群的数量
S	应变速率敏感度
t	时间
T	绝对温度
t_c	溶质再分配的特征时间常数
T_D	德拜温度
T_K	体心立方晶体 $\tau_0(T)$行为的临界温度
T_L	位错线张力

T_m　熔化温度

T_M　面心立方合金在 $\tau_0(T)$ 最大值的温度

t_w　位错在障碍处等待时间

t_w^{crit}　位错被溶质团阻碍时的临界等待时间

v　平均位错速率

V　激活体积

V_s　激活滑移体积

V_{eff}　有效激活体积

V_0　总晶体体积

w　障碍与位错相互作用的范围

W_d　膨胀能量密度

W_m　溶质原子在一位错气团中的自由结合焓

W_s　剪切能密度

α_{wf}　胞壁中林(forest)位错的交互作用参数

β_L　Labusch 参数

γ　剪切应变分量

γ_s　堆垛层错能

$\dot{\gamma}$　平均剪切应变率

$\dot{\gamma}_0$　剪切应变率中的预指数因子

$\dot{\gamma}_{true}$　真实剪切应变率

δ　尺寸错配参数

ϵ　拉伸应变

ε_L　Labusch　有效交互作用参数

ε_s　Fleischer 有效交互作用参数

$\varepsilon_n(c)$　第一阶段拉伸应变值

η　剪切模量的错配参数

θ　加工硬化率

θ_1　位错在扩展障碍处的转角

θ_c　临界破裂角

θ_D　位错的德拜温度

θ_{max}　应力-应变曲线的最大斜率

χ　体积模量错配参数

μ　剪切模量

ν　越过障碍的位错迁移率(Arrhenius 等式)

ν_D　德拜频率

ν_0　攻击频率

ρ_m　平均可动位错密度

ρ_t　平均总位错密度

ρ_w　胞壁内位错密度

ρ_{ml}　局部可动位错密度

ρ_{wf}　胞壁内林位错密度

σ　拉伸应力

σ_i　Hall-Petch 关系中的应力参数

σ_y　屈服应力

τ　分切应力

τ_A　步骤 A 末尾的分切应力(密排六方)

τ_c　临界最小值或门槛应力(单质点障碍)

τ_d　位错交互作用产生的应力

τ_f　溶质交互作用产生的应力

τ_r　折算分切应力

τ_{max}, τ_{min}　在锯齿状屈服时的最大和最小应力值

τ_μ　非热应力分量

τ_0　临界分切应力(CRSS)

τ_{0M}　τ_0 与 T_M 的最大值

τ_{00}　$T=0$ 时的 CRSS 应力

τ^*　有效应力,τ 的热激活分量

τ_c^F　Friedel-Fleischer 阈应力

τ_{00}^F　Friedel 统计法计算的 $T=0$ 时的 CRSS

τ_{00}^L　Mott-Labusch 统计法计算的 $T=0$ 时的 CRSS

Ω　原子体积

b. c. c　体心立方

CRSS　临界分切应力

f. c. c.　面心立方

h. c. p.　密排六方

LRO　长程有序

PLC　Portevin-LeChatelier(效应)

SRO　短程有序

SRS　短程偏析

TEM　透射电子显微镜

• p. 196 •

5.1 引　　言

在本章中，我们将介绍一下外来原子固溶进纯基体中的强化原理。固溶强化在弥散强化材料中与在纯基体中一样重要(参照本卷第7章 Reppich 所述)。在5.2节中我们将开始讨论溶质原子与位错的基本交互作用，而位错的产生和运动引起了塑性变形。特别针对由于热激活和在高温时的溶质的运动而使位错越过溶质障碍的运动将做详细讨论。然后把这些原理应用于面心立方合金临界分切应力 τ_0 的解释上，而 τ_0 与各种变形条件的关系已在有关文献中作过大量研究。特别地，我们给出一个例子对 τ_0 测量进行完整分析，以对溶质障碍的性质作出结论。勿容置疑，在这一领域还有未解决或仅仅部分解决的问题，主要是关于较高温度及相关的位错运动的分析工作。

在5.4节对更实际的情况，即对密排面心立方和密排六方结构中，固溶强化叠加在由于增加变形而产生的应变强化的情况进行了展开讨论。对每个过程都充分了解后，这种叠加作用最近已引起了最大的兴趣。最后，5.5和5.6节将讨论体心立方点阵和非金属体系(如碱金属卤化物和半导体)中的固溶强化作用，强调了以前讨论过的几个不同点和许多共同点。

由于固溶强化领域早被几篇综述讨论过(Haasen，1965，1979，1983；Kocks，1985a；Nabarro，1985a；Suzuki，1979)，我们将特别地引用最近的文章，而省略许多经典的原始参考文献。当然，这些原始文献能够在上面提到的综述中和相关标准教科书中找到。

5.2　固溶体中单位错运动的基本交互作用及阈应力

固溶体常温塑性的基本问题可归结于溶质原子和位错的交互作用上。这些作用起源于溶质引发的局部点阵变化，从能量上来说就是位错的畸变场。因而一开始我们就列出了晶格变化的最重要原因。接着推导出了位错与溶质原子的作用力(或能量)，并给出了几个例子。然而，值得注意的是，有些交互作用实际上是相互关联和叠加的。

5.2.1　溶质原子导致的晶格变化

单独溶质原子导致的几种晶格变化，在所有类型的晶格和材料中均以同样方式发生。这些作用是与它们都具电子结合势密切相关的。勿容置疑，下面各段对指出他们的相对重要性是非常有用的(见 Haasen，1979；Schwink，1988)。

• p. 197 •

(1)膨胀

基体和溶质原子的尺寸差别，在各向同性的情况下，用下面的尺寸错配参数来表达，

$$\delta = \frac{1}{a}\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}c} \tag{5-1}$$

式中，a 为晶格常量，c 为溶质原子浓度；表5-1给出了一些面心立方和体心立方置换式溶质参数。然而，最近的计算对这种各向同性的假设提出置疑，因为它已不适用于轴比≠1

的密排六方结构、体心立方结构的间隙溶质以及面心立方结构中的浓置换式溶质[见5.2.2.1节;(li,β)]。

表 5-1(a) Cu 合金在室温的弹性交互作用参数*

溶质	$\delta=\frac{1}{a}\cdot\frac{da}{dc}$ (%)	c_{lim} (at.%)	文献	$\eta=-\frac{1}{\mu}\cdot\frac{d\mu}{dc}$ 多(p)-晶体	单(s)-晶体	文献 p	s
Al	6.7±0.2	10	a,b	0.58	0.68	d	e
Ge	9.2±0.2	10	a,b	1.2	2.0	d	e
Mn	10.5±0.3	15	a,b	0.55	0.65±0.02	d	f
Ni	−2.9±0.2	30	a,b,c	0.60	−0.63±0.02	d	g
Si	1.8±0.2	10	a,b	0.70	1.2	d	e
Zn	6.0±0.2	15	a,b	0.48	0.51±0.02	d	d

[a] Pearson(1958);[b] Pearson(1964);[c] Pearson(1967);[d] Hopkin等(1970);[e] Neighbours和Smith(1954);[f] Waldorf,(1960);[g] Schmunk和Smith(1960)。

*δ和η值已从晶格常量a和剪切模量$\{\mu=[c_{44}+(c_{11}-c_{12})/2]^{1/2}$,$c_{ik}$为弹性刚度常数$\}$上得到重新验算,因而是我们所知的最可靠的数据。只有在似乎证明为完全必要的情况下才标出误差范围,对于η可能只在少数场合下才可能标出。c_{lim}为δ线性变化的近似极限溶质浓度。只有低于c_{lim}的数据才被使用在δ和η上。

表 5-1(b) Fe 合金在室温的弹性作用参数

溶质	δ(%)	−η	文献
B	−7.7	1.84	a
P	−3.34	1.31	b
Si	−2.3	1.39	a
V	3.9	−0.12	a
Al	6.3	1.32	a
Mo	10.3	2.27	a

[a] Suzuki(1979);[b] Hattendorf(1986)。

(2)模量变化

环绕外来原子区域的改变的结合力以下面的“模量错配”参数来表征,

$$\eta=\frac{1}{\mu}\frac{d\mu}{dc},\quad \chi=\frac{1}{K}\frac{dK}{dc} \tag{5-2}$$

它们分别对应于剪切模量μ和体积模量K。[参考表5-1,Masudo-Jindo和Terakura(1989)最近关于ab initio电子结构的计算。]

• p. 198 •

(3)原子有序或偏析

它是根据带有负的或正的“能量交换”的结构自由焓最小值而发生的[请参考Ackland和Vitek(1990)的讨论和模拟]。因此,如果浓度足够高,就会形成比单独溶质原子更大的障碍。

(4)化学作用

他们总结了在部分位错之间的堆垛层错带中的溶质偏析作用(Suzuki 作用)。更现代的处理方法请参照[Simon 等(1981),Simon 和 Papon(1984)以及 Shinoda 等(1987)]。

(5)局部电子结构的附加变化

除了上述提到的结合力变化外,还有:

(i)在金属中,由具有不同原子价的外来原子导致的负电荷位错核心产生的长程 Friedel 电荷振荡;

(ii)在离子晶体中,由杂质和基质原子不同原子价导致的外来原子空位对产生的空间电荷和四方畸变;

(iii)在半导体晶体中,电子结构的变化,以及杂质产生的有效费米能级的变化。

5.2.2 单位错与溶质的基本交互作用

5.2.2.1 一般作用

(1)膨胀作用

(i)超弹性(parelastic)交互作用:通常,交互作用能的最重要部分是由位错和尺寸错配引起的局部点阵变化所产生的应变场引起的[见 5.2.1 节(1)]。交互作用被称为超弹性,是因为在无位错应力(应变)场的情况下畸变已经存在。

(α)在球形畸变时,对于刃型位错获得的最大力为(见 Haasen,1979)

$$f_{max}^{p}(\text{f. c. c.}) = \mu b^2 \delta \tag{5-3}$$

在 1×10^{-10}N 左右。对于螺型位错,最大力增大一个数量级左右,与介弹性(dielastic)交互作用(见下面)处于同一水平。

(β)对于环绕体心立方合金的间隙原子和面心立方合金的置换原子对的四方畸变,计算就更复杂了,因为还存在着缺陷的张量变形场(见 Saxlova,1969;Frank,1967a,b;Barnett 和 Nix,1973;Parameswaran 和 Bapna,1980)。交互作用力典型值为5×10^{-10}N左右。

(ii)扩散反应:在足够高的温度下,依靠原子扩散运动,位错的长程应力场趋向于使溶质原子以一种“气团”状形式环绕在位错周围而实现再分配的过程。如果溶质浓度不是太低,这样的扩散反应将很显著。尽管下面给出的所有反应作用也许都会涉及到,但是,上面讨论过的超弹性交互作用,如球形缺陷形成“Cottrell 气团”,或带有弹性偶极子的气团(在置换固溶体中的 Zener 对,在间隙式固溶体中的 Snoek 对)都是主要作用。

• p. 199 •

(2)介弹性(dielastic)交互作用

介弹性交互作用能是由模量错配引起的,这是因为位错应变场正比于剪切模量。利用等式(5-2)以及剪切能量密度 W_s,和膨胀能量密度 W_d,可以得到缺陷晶体中位错的介弹性作用能变化,E^d,即

$$E^d = \eta W_s \Omega + \chi W_d \Omega \tag{5-4}$$

式中,Ω 是原子体积。以 Cu-Ce 为例,一个刃型位错的介弹性作用给出的最大力为 $f_{max}^{d}(\text{edge}) = \alpha\mu b^2|\eta| \approx 0.27\times10^{-10}$N,而一个螺型位错 $f_{max}^{d}(\text{screw}) \approx 0.21\times10^{-10}$N。其中,$\eta$ 和 χ 都对多晶而言(Saxl,1964),对于刃型位错 $\alpha=16$,螺型位错 $\alpha=3$。

(3)短程有序和短程偏析引起的交互作用

由于对热平衡存在一个较高的驱动力,短程有序(SRO)或短程偏析(SRS)[见 5.2.1

节(3)]在位错应变场中比在理想点阵中更容易发生。相应地,应力诱发的有序效应[见5.2.2.1节(1,ii)]对运动的位错产生了一个摩擦力。把一位错从SRO或SRS气氛中拉出,单位长度原子有序或偏析引起的应变量。这一交互作用随着温度的升高而增加。

与超弹性和介弹性作用相反,位错在低温切割SRO或SRS障碍是一个能量存储作用,使在相同滑移面上随后位错运动所需克服的交互作用力大大减小[见Büchner和Pitsh,1985;Schwand er等,1992]。

(4)化学作用

在分解位错的堆垛层错带里会发生溶质原子的偏析(Suzuki,1957)。这改变了层错的宽度并锁住了位错。这一作用相对于刃型位错来说要比螺型位错强,而且在高温变形中会更明显。Saka(1984,1985)采用TEM观察了位错宽度随温度的变化情况,指出在贵金属基合金中只有IVb和Vb族溶质(即Cu-Si,-Ge)才发生Suzuki偏析,而Ⅲb族溶质不发生这一偏析。这是因为IVb和Vb原子具有高的空位-溶质对结合能,这有利于扩散。

单位长度产生的作用力(Suzuki,1962)以堆垛层错能γ_s给出

$$f^s = \gamma_s(c_0) - \gamma_s(c_1) \tag{5-5}$$

式中,c_0为基体浓度,c_1为堆垛层错中的浓度(Panin等,1963)。

5.2.2.2 不同晶格中的特殊作用

(1)面心立方晶体中的各向异性作用和位错分解

位错分解也影响上面讨论过的一些交互作用。螺型位错的超弹性作用会被它的刃型分量大大加强,这样分解位错的超弹性交互作用随位错类型的变异而变化的程度要比未分解的位错要小(Hazzledine,1968)。Bapna和Parameswaran(1980)在球形和方形的错配缺陷与扩展螺型位错之间产生的弹性交互作用中也观察到了类似结果。

• p. 200 •

(2)溶质对体心立方晶体中扭折的产生和运动的影响。

在体心立方晶体中,"三重分解"螺型位错(如Vitek,1985)是依靠双扭折的产生及沿螺型位错线的运动而扩展的。刃型位错比螺型位错运动起来更容易,因而后者控制着宏观流度应力。溶质会影响扭折产生和运动的过程(Nadgornyi,1989),而且若双扭折在位错线上被反弹到不同滑移面上将产生割阶(Suzuki,1971,1979)。在特殊场合中,溶质会更容易产生扭折,而导致低温区的"固溶软化"(见5.5.2,5.5.3,5.6.1节)。

(3)离子晶体中的静电作用

在具有不同化学价溶质的离子晶体中,在带电位错核心和由杂质引起的静电势之间产生的交互作用特别强烈。对于刃型位错来说,在{100}滑移面上静电作用叠加在超弹性作用[见5.2.1节(5,iii)]上的程度尤其强烈(Haasen,1983)。Hirth和Lothe(1968)讨论了带电的刃型和螺型位错的不同开动情况。在足够高的温度下,环绕位错周围形成了带电点缺陷的环境(Frank,1967a,b;Haasen,1985;Sakamoto,1987)。

(4)半导体晶体中的交互作用

金刚石立方结构晶体,如Si或Ge(类似的还有带有部分离子键的Ⅲ-Ⅴ和Ⅱ-Ⅵ化合物)在高温具有韧性。掺杂物(杂质)对韧性的作用也许是截然相反的。加入$>10^{19}\mathrm{cm}^{-3}$的电负性(n-)掺杂物,位错可动性得以加强("Patel效应";Haasen,1983;Hirsch,1979,1985;

Nikitenko 和 Farber,1985)。不同类型溶质会产生硬化效应,也可以产生软化效应(Alexander 和 Haasen,1968;Sumino 等,1980)。

5.2.2.3 运动位错上的阻尼过程

不同于纯晶体(Nabarro,1967),在固溶体中运动位错的动态阻尼机制却很少得以研究(Alshits 和 Indenbom,1986)。基于导致固溶体中 5.2 节中所列出的点阵变化的相同原因.一般来说,导致运动位错的能量向固溶体声子和电子体系中传输在固溶体中要比在纯晶体的传输更强烈。

动态阻尼可根据以下几点进行分类。一是位错线遇到障碍时的减速和加速期间弹性波的发射(Ookawa 和 Yazu,1963),二是杂质原子附近局部或拟局部振荡的激发(Takamura 和 Morimoto,1963;Kosevich 和 Natsik,1967,1968),三是当通过障碍后位错振荡(类似于扰动)产生的声子辐射(Kaneda,1970)。

在通常的温度下,声子阻尼过程是足够大的,它能导致一个过阻尼位错运动[阻尼常数 $B=\tau b/v=3\times10^{-5}$到 10^{-4}Ns/m^2,Kaneda(1970)]。在非常低的温度(<20K),声子被冻结,仅有电子阻尼存在(Motowidlo 等,1981),位错只能以欠阻尼方式运动,阻尼常数典型为 $B=2\times10^{-7}$Ns/m^2(Galligan 等,1986)。大量实验结果除了对常态合金(Motowidlo 等,1981)外,还有针对半导体(Pb 和 Nb 基)合金的(Kostorz,1973;Startsev,1983)。

• p.201 •

5.2.2.4 各种作用的叠加

以上对许多交互作用都已分别列出。在实际场合这些作用却同时发生而非简单相加,因此,用实验来加以区分是很困难的。我们只提到两个例子:

在 5.2.1(2)节中我们已经指出,膨胀与模量作用的紧密联系是它们均起源于原子间的电子结合力。对于具有统计学的障碍分布而言,超弹性和介弹性产生的交互作用力 f^p 和 f^u 的不同特点导致了非简单统计相加的 f^p 和 f^u 叠加。在 Mott-Labusch 统计学情况下(见 5.2.3.2 节),最优选的叠加为(Labusch,1970)

$$f_{\max}^{\text{eff}} \cong \mu b^2 \varepsilon_L = \mu b^2(\delta^2 + \alpha^2\eta^2)^{\frac{1}{2}} \tag{5-6}$$

在最近的一项分析中,Gypen 和 Deruyttere(1981)发现等式(5-6)对于刃型位错符合得很好,[用 $\eta'=(\eta+A\delta)/(1+|\eta+A\delta|/2)$代替 η,A 为材料常数],而对于螺型位错,Fleischer(1964)的线性结合式 $\varepsilon_s=|\delta+\alpha\eta'|$更合适。

另一个叠加的例子(Shtremel,1966)是关于 Suzuki 偏析和 Cottrell 气团(见 5.2.2.1 节)的形成动力学的。前者决定于短程交互作用,而后者决定于位错的长程应力场。在 Suzuki 偏析的最初阶段,它的动力学没受到影响。然而,依靠长程的 Cottrell 气团,在有限的时间内(而不是以渐进方式)就会达到它的平衡饱和浓度。

5.2.3 单位错在零度时运动的阈应力

作为对固溶体临界分切应力(CRSSτ_0)的物理概念的第一步了解,我们给定了一个单位错在零度时依靠外部剪切应力 τ 运动通过随机分布的障碍区的情形。早就知道,对于有规律分布的障碍,对这一应力会过高估算,因为位错线会因为相邻障碍(Argon,1972)的

成行分布导致的"拉开效应(un-zipping effect)"而断开。

滑移通过整个滑移面所需的最小应力被定义为阈应力(Kocks,1985a)。我们将首先考虑真实质点障碍情况(见5.2.3.1节),然后是实际的溶质原子情况(5.2.3.2节)。因为已有许多完整详细的综述(Friedel,1964;Kocks等,1975;Haasen,1979,1983;Kocks,1985a;Nadgornyi,1989),我们在这里只给出主要观点的大概情况。

• p.202 •

5.2.3.1 位错在过阻尼运动中克服的真实质点障碍

为了计算最简单情况的阈应力,考虑一组无空间延伸的条件相同的、点状的障碍(图5-1a),并假定位错为亚稳态的过阻尼运动(见5.2.2.3节)。位错与单障碍之间的最大交互作用力 F_m,会很方便地以临界破裂角 θ_c 表示出来[图5-1(b)]。

$$F_m = 2T_L \sin\theta_c \approx \mu b^2 \sin\theta_c \tag{5-7}$$

其中线张力 T_L 大约等于 $\mu b^2/2$。例如,在Cu-Ge中考虑到尺寸效应与刃型位错的交互作用[表5-1和(5-3)式],$F_m \approx 0.085\mu b^2$,这样 $\theta_c \approx 4°$。也就是说,固溶障碍相当弱,因而整条位错保持相当的平直。Friedel(1964)采用逐渐逼近法估计了相邻锚定质点在应力 τ 下沿位错的平均距离被证明是很有说服力的。

$$L_F = \left(\frac{2T_L b}{\tau c}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{\mu b L_0^2}{\tau}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{5-8}$$

式中,在滑移面上的平均障碍距离 $L_0 = b/c^{1/2}$ 是以每个原子的障碍浓度 c 表示的。应用Fleischer的力的平衡式 $F_m = \tau_c b L_F$,可获得阈应力 τ_c,再引入(5-7)和(5-8)式,可得到Friedel-Fleischer阈应力

$$\tau_c^F = \frac{\mu b}{L_0}(\sin\theta_c)^{\frac{3}{2}} = \mu c^{\frac{1}{2}}(\sin\theta_c)^{\frac{3}{2}} = \mu c^{\frac{1}{2}}\left(\frac{F_m}{\mu b^2}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{5-9}$$

所得到的逼近值在破裂角 $0° \leqslant \theta_c \leqslant 40°$ 范围符合得很好。对于破裂角范围 $40° \leqslant \theta_c \leqslant 90°$,也就是强质点障碍,稍微改变一下等式(5-9)可表示为 $\tau_c = 0.8\tau_c^F$。在这里,计算机模拟被认为是非常有价值的(Morris和Klahn,1973,1974;Altintas和Morris,1986;Schwarz和Labusch,1978)。

以上推导是针对在具有非常低的Peierls势的滑移面上易变形的位错的情况,如面心立方和密排六方(基本滑移)晶体、对于具有高Peierls势的较复杂的情况,位错以双扭折的产生和运动方式来扩展,我们建议参考Nadgornyi(1989)的详细讨论。

5.2.3.2 零度($T=0$)时的溶质原子障碍

在固溶体中实际障碍的场合,例如成对的外来原子在滑移面上的平均距离 l_b,我们不得不考虑障碍与位错之间交互作用范围 w[图5-1(c)]。典型假设值为 $w \approx 2b$ 到 $3b$(Schwarz和Labusch,1978;Kocks,1985a)。外来原子形成的滑移障碍总被认为是弱的,也就是 $F_m \leqslant 2T_L$,θ_c 也非常小[式(5-7)]。

• p.203 •

F_m,w 和 l_b 表征的这些障碍,在它们对阈应力的影响方面是相互关联的。Labusch(1972),Nabarro(1972)和Schwarz,Labusch(1978)给出了无量纲参数值

$$\beta_L = \frac{w}{l_b}\left(\frac{2T_L}{F_m}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5-10}$$

它决定了滑移障碍能否以点状来对待。

(1)过阻尼位错运动的 Friedel 统计与 Mott-Labusch 统计的比较

等式(5-10)中 β_L 中的第一部分是缺陷位置的测量，第二部分为其强度[Nabarro(1972，1985a)]。其中 $w/l_b=\sin(\theta_1/2)$ 给出了图 5-1(d)中所指出的 θ_1 角；$F_m/(2T_L)=\sin\theta_c$[根据等式(5-7)]给出了临界角 θ_c[图 5-1(b)]。在实际固溶体中，$2T_L/F_m$ 通常在 3—10 范围取值。对于具有对称交互作用曲线的弱障碍来说，根据参数 β_L 是否小于或大于 1，我们可对两种极端结构加以区分。$\beta_L<<1$ 意味着固溶体是非常稀的，$l_b>>w$，每个障碍均与位错运动方向相反[图 5-1(a)]。根据"Friedel 统计学"在等式(5-9)中表示的 $T=0$ 时的阈应力 τ_{00}，可改写为

图 5-1 (a)位错扩展通过含有点状障碍("Friedel Limit")的滑移面。Friedel 长度 L_F[式(5-8)]的定义；(b)在质点障碍处力的平衡；(c)在能延伸、可穿透的障碍，并具有交互作用距离 w("Mott-Labusch limit")的情况下的位错扩展；(d)Labusch 参数 β_L 的解释[式(5-10)]：它测量了 θ_1 角与(b)中 $\theta=\theta_c$ 破裂角的比率。l_b 为障碍距离

$$\tau_{00}^{F} = 0.95F_m^{\frac{3}{2}}\frac{b}{l_b}\left(\frac{1}{2T_Lb^4}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5-11}$$

系数 0.95 对 Friedel 方法进行了一些改进(Hanson 和 Morris，1975；Labusch，1977)，用障碍浓度 c_b 表示的 $l_b=b/c_b^{1/2}$ 代替 L_0。c_b 明显地要小于原子溶质浓度 c，当然前提条件是溶质对或较大的个体作为有效的障碍。等式(5-11)至少在 $F_m/(2T_L)\approx 0.5$ 时仍然得到很好的应用(Morris 和 Klahn，1974；Kocks，1985a)。

$\beta_L>1$ 的情况适用于较浓的固溶体，此时尽管仍然 $l_b>w$，并且仍为弱障碍，但障碍扩散加剧。此时处于平衡的位错不可避免地在其前沿和后侧面与障碍发生交互作用，这种交互作用力与外部应力方向或者相反或者一致[图 5-1(c)]。这种情况下的统计被称为"Mott-Labusch 统计学"(Nabarro，1972，1985a)。在零度时的阈应力为(见 Haasen，1979，1983)

$$\tau_{00}^{L} = F_m^{\frac{2}{3}}c_b^{\frac{2}{3}}\left(\frac{w}{b}\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{1}{4T_Lb^6}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{5-12}$$

Hilzinger(1977)(以及部分地被 Labusch，1972)通过一般性讨论指出了 $\tau_{00}\propto(c_b^{\alpha'}\cdot F_m^{\beta'}\cdot w^{\gamma'})$ 能满足下面的换算关系：$\alpha'+\beta'=2$，$\alpha'-\beta'-\gamma'=-1$。在式(5-11)中得出了指数 $\alpha'=1/2$，$\beta'=3/2$，$\gamma'=0$；而在(5-12)式中 $\alpha'=2/3$，$\beta'=4/3$，$\gamma'=1/3$。式(5-11)和(5-12)给出了 τ_{00} 与 c 和 F_m 关系的轻微区别。然而，最近 Arsenault 等(1989)通过计算机模拟显示 τ_{00} 与 $c^{1/2}$ 的关系甚至适用于大的溶质浓度。

事实上，正如 Schwarz 和 Labusch(1978)所给出的详细讨论那样，Friedel 和 Mott-Labusch 统计学在 $0.5<\beta_L<1$ 区间是相互重叠的。Brandt(1986)给出了中间区的详细处理分析结果。

• p. 204 •

(2)不同障碍的混合作用

在实际场合中存在着对位错运动的不同种类的阻碍，如林(forest)位错和溶质原子(5.4.1,5.4.2 节)或存在着不同类型的溶质原子与位错产生不同类型的交互作用。两种障碍叠加作用的各种关系已有人讨论过(Kocks,1980,1985a;Schlipf,1982)。从上面提到的换算关系中也可以得出一般规律(Hilzinger,1977)。

(3)线性障碍(波谷模型)

以上所讨论的障碍沿着位错线方向的延伸非常小($w \ll l_b$)，可忽略不计。Suzuki(1980,1986)和 Kocks(1985a)为固溶强化所设定的波谷模型，认为障碍沿着位错线而布满。我们将在 5.3.3.1 节中讨论这一模型。线性障碍在扭折型晶体中也起一定的作用(Nadgornyi,1989)，这将在 5.5 和 5.6 节中作主要讨论。

(4)惯性和量子软化效应

只有在足够高的温度下，由于存在声子交互作用(5.2.2.3 节)，位错运动才是粘滞的。然而，在足够低温 T(<20K)的情况下，特别是在 $T=0$ 时(正是这里考虑的)，在稀合金中位错运动变为欠阻尼型，导致"惯性效应"。

(i)欠阻尼运动：Granato(1971)，Suenaga 和 Galligan(1971)，Kamada 和 Yoshizawa(1971)是首先考虑这种惯性效应的。他们发现当一个位错以足够高的速度接近一个障碍时，对障碍施加的力超过平衡状态时所需要的最大力，从而使位错会越过下一个平衡位置。因此，与以前所确定的 τ_{00} 值相比，门槛应力大大减小。在稀 Cu 合金中惯性效应所需的最低溶质浓度为 $c \geqslant 10^{-6}$。在半导体金属和合金中已发现惯性效应的明显证据(Kostorz,1973;Startsev,1983)。若想进一步了解实验和理论工作，请参考文献：Kocks 等(1975)，Schwarz 和 Labusch(1978)，Schwarz 和 Granato(1977)，Isaac 等(1978)，和 Landau(1980,1981)。

(ii)通道和零点振荡：在超低温(1K 左右)并在高应力状态下，位错可以低于 τ_{00} 很多的应力通过障碍，甚至它以准静态形式运动。后者只有在位错运动基本上被量子力学定律所控制的时候发生。量子效应可能有以下两种，一是位错通过障碍的通道效应(Mott,1956)，另一个是以零点振荡方式越过障碍(Leibfried,1957)。另外，可参照文献 Natsik(1979)，Petukhov 和 Sukharev(1983)，Startsev(1983)，和 Labusch(1984)。

5.2.4 温度对阈应力的影响

固溶力学行为的一个主要特征是，它的临界分切应力从 $\tau_{00}=\tau_0(T=0)$ 强烈地下降到室温的 $\tau_0(T)$。很明显，这是热激活作用的结果。对这一过程所作的大量工作已被许多作者所综述过，如 Seeger(1955,1958)，Kocks 等(1975)，Schoeck(1980)，Nadgornyi(1989)。在 5.2.4.1 节中，我们将讨论在障碍位置固定时，对前面提到的 $T=0$ 时理论的主要改进情况。在 5.2.4.2 节中我们将概述一下高温扩散过程对阈应力的作用。

• p. 205 •

5.2.4.1 对固定障碍的热激活克服

Schwarz 和 Labusch(1978)从 $T=0$ 时的模拟开始，讨论了在稀合金固定溶质障碍的

情况下由于温度导致的位错运动变化的两个主要特征。

(i)阻尼效应：$T>30K$ 时，强烈增加的粘滞阻尼导致了永久亚稳态的位错运动[5.2.4.1 节(1)]。在 20K 或 30K 以下，粘滞阻尼太小，以至于不能保持位错运动的过阻尼条件。这样惯性效应将帮助克服障碍[5.2.4.1 节(2)]。

(ii)热激活效应：它的主要作用是使沿着位错线的所有障碍势的有效高度降低，这样，对于所有激活方式平均来说，位错在障碍前沿等待时间的减少均保持大致相同(Schwarz，1980)。

对于浓固溶体来说，这种情况变得复杂起来(Arsenault 等，1989；Arsenault 和 Li，1989；Labusch，1988；Nabarro，1985；Schwink 和 Wille，1980；Schwink，1988)，因为已不是单原子，而是一组原子束以摩擦力增加的方式作为有效局部障碍。

(1)在过阻尼运动中 $T=0$ 时理论的改进

在单障碍情况下，热激活效应可安全地以 Arrhenius 等式描述。对于位错越过障碍时的传输速度 v(或剪切应变速率 $\dot{\gamma}$)有

$$v = v_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(\tau)}{kT}\right]$$

$$\left\{or \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left[-\frac{\Delta G(\tau)}{kT}\right]\right\} \tag{5-13}$$

式中，$\dot{\gamma}_0 = bl_b\rho_m\nu_0$(见 5.4.3.1 节)。“攻击频率”$\nu_0$ 是德拜频率 ν_D 的分数(Granato 等，1964)，$\nu_0=(4\times10^{-2}-4\times10^{-3})\nu_D\approx10^{-11}s^{-1}$，它与位错线段长度无关，而随应力大小微小地变化(Kocks 等，1975；Schoeck，1980；Nadgornyi，1989)。ρ_m 为可动位错密度，l_b 为沿位错线的障碍距离。ΔG 为障碍的激活自由焓，它通常以有效应力 τ^* 来表达，

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 - V\cdot\tau^* \tag{5-14}$$

式中，ΔG_0 为零有效应力情况下的激活自由焓，V 是激活体积，$\tau^*=\tau-\tau_\mu$ 计算了可能的非热应力 τ_μ。

在外部应力作用下，$T>0$ 时位错以指定的平均速度越过障碍场的精确路径，与 $T=0$ 情况相比会因热激活作用而发生很大改变。这使得在 $T>0$ 时获得一个分析解比在 $T=0$ 时(5.2.3 节)困难许多。

在 Friedel 区内已有许多人进行了计算，如 Landau(1975，1983)，Strunin(1976)，Louat(1978)，Suzuki(1981)，Schlipf(1982)，Schoeck(1985)。在 Mott-Labusch 区，Labusch 等(1975)其他作者(Haasen，1979，1983；Nabarro，1985a)进行了计算。

• p.206 •

位错的整体形状平均来讲保持平直。这已被所有计算机模拟所证实，无论在稀固溶体中(Morris 和 Klahn，1973，1974；Zaitsev 和 Nadgornyi，1976；Schwarz，1980；Labusch，1988；Nadgornyi，1989)，还是在浓固溶体中(Arsenault 和 Li，1989)均是如此。

计算机模拟也显示了一个位错通过障碍区时的蠕动现象：在激活过程中一个位错扫过的平均面积要远大于一个障碍的平均面积 l_b^2(Labusch，1988；Nadgornyi，1989)。这也预示着它的有效激活能和有效激活体积也许会比一个单障碍高一个数量级左右。由于受计算时间限制，所有模拟计算均用比通常的实验值高得多的位错平均速度来进行。

障碍强度的弥散作用，在各种模拟(Arsenault 和 Cadman，1974；Hanson 和 Morris，

1975)和分析方法(Diehl 等,1965;Frank,1968)中均得到过研究。当从规则分布转变成随机分布使有效 ΔG 下降时,障碍弥散作用都提供一些辅助的"硬化"结构而提高有效 ΔG,就如同存在一个与温度有关的长程内部应力似的(Vydashenko 和 Landau,1981)。

(2)与惯性效应的组合作用

Isaac 和 Granato(1970a,1988)使用通常的随机运动概念研究出了一种理论,试图把惯性效应与热激活效应结合起来。他们认为克服障碍的过程关键依赖于内部条件,而只稍微依赖于潜在的形状因素。通过计算位错越过障碍的概率,他们得到了整体平均位错速度 v,以及可动位错密度 ρ_m,从而得到外部剪切应变 $\dot{\gamma}=\rho_m bv$。

5.2.4.2 扩散过程(运动障碍)

直到现在,我们一直假设障碍在滑移面上排列,特别是沿着位错均保持固定。在本节中我们将放弃这一假设。因为溶质原子的运动强烈地依赖于温度,我们将在以下各节中分别在低温、中温和高温区进行讨论。

(1)在位错核心区溶质原子的释放(低温)

从应力松弛以及内部摩擦的宏观证据看,在相当低的温度($T<T_m/5$,T_m 为熔点)下,溶质原子的运动已经发生。当然,这不是长程扩散运动,而更可能是溶质原子在位错核心区向临近合适位置的移动,形成置换固溶的 Zener 对,或间隙固溶的 Snoek 对[见 5.2.2.1 节中(1,ii)]。

$T\leqslant T_m/2$ 时,沿着位错核心的管路扩散也许发生(Atkinson 和 LeClaire,1984;Balluffi 和 Granato,1984)。根据 Sleeswyk(1958)和 Kocks(1985a),这一机制也能增加障碍强度。

Zaitsev(1983)研究了在等待时间内的定向扩散过程中,在位错对障碍的推动力下位错与障碍共同运动的情况,并计算了位错速度。

• p. 207 •

Suprun(1981)详细研究了一个位错在外部应力作用下,杂质沿着位错的扩散与杂质原子在位错核心与本体之间的扩散交换的竞争过程。高于某一门槛应力值时,溶质原子钉轧位错的数量急剧下降。

在热激活导致位错脱锚为主的温度区间,这些过程就能发生。但只有在低应力或低应变速率(长等待时间)或非常高的敏感性的合适实验条件下,它们才显著地存在。随着温度的进一步提高,就会逐渐转变为下节所要讨论的作用范围。

(2)杂质气团的形成和破坏(中温)

如果温度足够高,位错等待时间 t_w 足够长,5.2.2.1(1,ii)、(3)、(4)节中的过程将在位错周围产生一个溶质气团(Cottrell 或 Snoek 气氛)(Friedel,1964;Yoshinaga 和 Morozumi,1971;Paidar,1978;Louat,1981;Malygin,1982;Barnett 等,1982)。可以用一个半经验等式来描述这一过程的动力学。对于位错核心区的溶质浓度,可用下式表达(Schwarz,1982;McCormick,1988):

$$c(t)=c_m\left\{1-\exp\left[-\left(\frac{t}{t_c}\right)^{\frac{2}{3}}\right]\right\} \tag{5-15}$$

其中在位错核心区的最高浓度 $c_m=c_m(T)$(Louat,1981),特征时间常数 t_c 基本上决定于扩散系数 $D(T)$。等式(5-15)与偏析起始阶段的非常著名的 $t^{2/3}$ 定律(Friedel,1964)非常接

近。它在动态应变时效及变形失稳过程中具有重要作用，这将在5.3.1.2,5.3.3.3节和5.4.2.1节中加以讨论。

(3)杂质气团的阻尼作用(高温)

在足够高的温度下，扩散过程非常快，当越过障碍后在位错周围快速地形成了溶质气团。然后，位错拖曳着它们的杂质气团以一种准粘滞方式进行运动，使变形曲线平滑。在这种情况下(Hirth 和 Lothe,1968;Takeuchi 和 Argon,1979;Yoshinaga 等,1985)，位错运动速度符合应力的线性规律，$v=\tau b/B$。有效阻尼系数 B 强烈地依赖于温度，同时被热激活过程所控制。从而使它控制位错运动(如扭折扩散或产生)，或控制溶质扩散。

随着温度的提高，气团减少，溶质对位错运动的阻碍将下降，在足够高的温度下这一阻碍将消失[见5.3.3.3节中(3),Kurishita 等(1989)，以及本卷第8章中 Blum 关于高温蠕变的论述]。

5.3 面心立方合金的临界分切应力(CRSS)和第一阶段(Stage Ⅰ)

在以下各节中，我们将特别讨论5.2节中所提到的各种体系的基本过程，试图对与纯金属晶体相比具有不同特点的置换式或间隙式固溶体的宏观行为和微观行为进行深入的了解。根据早期综述文章(即对面心立方，参见 Haasen,1979,1983;Kocks,1985a;Nabarro,1985a)，我们将特别地把目光集中在最近所获得的证据和结果上。

• p. 208 •

5.3.1 面心立方合金宏观行为概述

5.3.1.1 单晶和多晶的应力-应变曲线

我们以两种典型面心立方固溶体的完整应力-应变曲线的比较作为开始，重点讨论 CRSSτ_0 和变形第一阶段；变形的后续阶段将在5.4节中研究。我们选择堆垛层错能 γ_s 具有明显不同表现的两种合金体系：CuMn 的 γ_s 至少到10at%，也不随 Mn 合金变化而改变(Steffens 等,1987);CuAl 的 γ_s 却随 Al 含量的增加而快速降低(Carter 和 Ray,1977)。

图5-2a给出了具有单向滑移取向的 CuAl 合金单晶的一些应力-应变曲线(也可参见 Rosi,1973;Takeuchi,1976)。对于 CuAl 合金多晶[图5-2(b)]，画出了应力 σ-应变 ε 曲线。而对于单晶 CuAl[图5-2(a)]，给出了分别对应于不同的激活滑移体系的相应的 τ-γ 曲线。尽管 γ_s 值不同，CuMn 晶体的曲线(这里未给出)与 CuAl 相当类似(Wille 和 Schwink,1980;Steffens 和 Schwink 1983)。[100]取向单晶的曲线实际上与多晶一致。在单滑移单晶体中加工硬化的第一、二、三阶段均存在，而在多滑移单晶体(和多晶体)中却缺少第一阶段，这是由于几个滑移体系在变形初始阶段交互作用的结果。

• p. 209 •

我们初步注意到 CuAl 中的孪晶变形模式发生在高应力场合或单晶的合适取向的场合(Demirskii 和 Komnik,1982;Galligan 和 Haasen,1986;Tranchant 等,1988;Korbel 和 Szczerba,1988)，微孪晶已在低堆垛层错能的 CuSi(Coujou,1983a,b)和 CuGe(Gryziecki,1988)合金中观察到[见5.2.2.1节中(4)]。

对于具有单滑移的晶体取向来说，第一阶段的拉伸应变程度 ε_{I}，决定于第二滑移体系的开动（如 Haasen，1979，1983），并表明与溶质浓度存在很复杂的关系。$\varepsilon_{\mathrm{I}}(c)$ 在 $c=3\mathrm{at}\%$ 左右达到最大值，这与滑移模式从均匀形式向非均匀形式转变相一致（5.3.2节）。后面提到的 $\varepsilon_{\mathrm{I}}(c)$ 在 $c>7\mathrm{at}\%$ 处达到最大值是因为有 Lüders 滑移产生所致（5.3.2和 5.3.4 节）。

5.3.1.2　CRSS$\tau_0(T,c)$ 与温度和浓度的关系

CRSSτ_0 被定义为塑性应变 $\gamma=0$ 时的外推值。对于多滑移晶体及单滑移晶体来说，除了起始屈服点不同外，它们的 CRSS 是类似的。CRSS 与 T 和 c 的关系显示在图5-3 中，仍然以 CuAl 为例，研究了它在较宽温度范围的变化情况（Koppenaal 和 Fine，1962；Suzuki 和 Kuramoto，1968；Startsev 等，1979；Nixon 和 Mitchell，1981）。堆垛层错能几乎不变的 CuMn 合金所表现的行为与此类似（Wille 和 Schwink，1986；Wille 等，1987）。

图 5-2　应力-应变曲线。(a)具有单滑移的 CuAl 单晶体；成分如图中所示(at.%)。(b)室温拉伸变形的 CuAl 多晶体；应变速率为 $\dot{\varepsilon}=6.4\times10^{-5}\mathrm{s}^{-1}$ [(a) Koeppen 和 Neuhäuser，1989；(b) Rindfleich 等，1990]

由于热激活（5.3.3.1 节），τ_0 在低温区快速下降。紧接着 τ_0 进入“平台区”，如图 5-3 中虚线所示，这一阶段大部分被锯齿状屈服阶段（5.3.3.3 节）所覆盖。在单滑移晶体中，这一“Portevin-LeChatelier 区”的结尾经常与在 T_{M} 时 CRSS 的最大值处相重叠，即 $\tau_{0\mathrm{M}}=\tau_0(T_{\mathrm{M}})$。这一行为也在其它 Cu 基合金，如 CuZn 和 CuGe（Traub 等，1977）中发现，但在 CuNi 中却没有此行为（Suzuki，1988）。超过最大值（$T>T_{\mathrm{M}}$）后，载荷曲线又变为平滑，随着温度的不断增加而快速下降，接近所有合金的常见曲线。

• p. 210 •

为了在 5.3.3 节中在 300K 以下按照理论概念来讨论 $\tau_0(T,c)$ 的依赖关系，图 5-4 给出了不同 Cu 基合金的 CRSS 数据，用来比较在室温下接近平台区起始阶段时 CRSS 与浓度的关系，观察到了不同体系的惊人相似之处。在整个低温区也发现了类似现象。然而，在整个成分范围并不全存在简单的指数关系。而且这一关系也随温度改变而变化。通过对特殊曲线的研究，Basinski 等（1972）认为这种相似性是有根据的。这一现象后来被称为“应力等价”规律（Nabarro，1982，1985b）。Schwink 和 Wille（1980）讨论过偏离这一规律区

的情况。

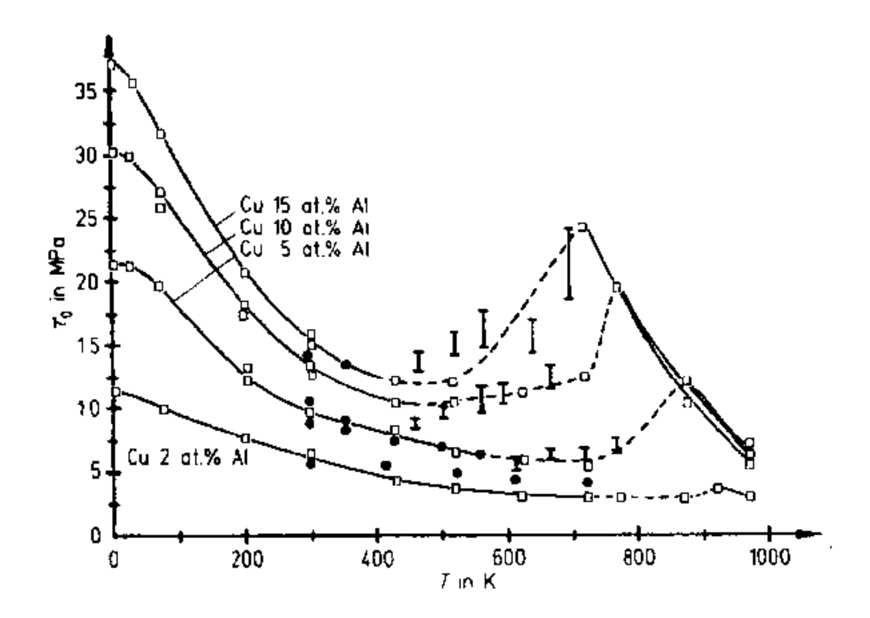


图 5-3　不同溶质浓度 CuAl 晶体的临界分切应力(CRSS)τ_0 与温度的关系
[实线和(□):Suzuki 和 Kuramoto(1968),Startsev 等(1979),Nixon 和 Mitchell(1981);
(●)和误差棒:Neuhäuser 等(1990)]。所有数据均外推为通常的剪切应变速率
$\dot{\gamma}=3.6\times10^{-5}s^{-1}$上。虚线指出了 Portevin-LeChatelier(PLC)
区(5.3.3.3 节),误差棒表示锯齿状屈服的最大和最小应力

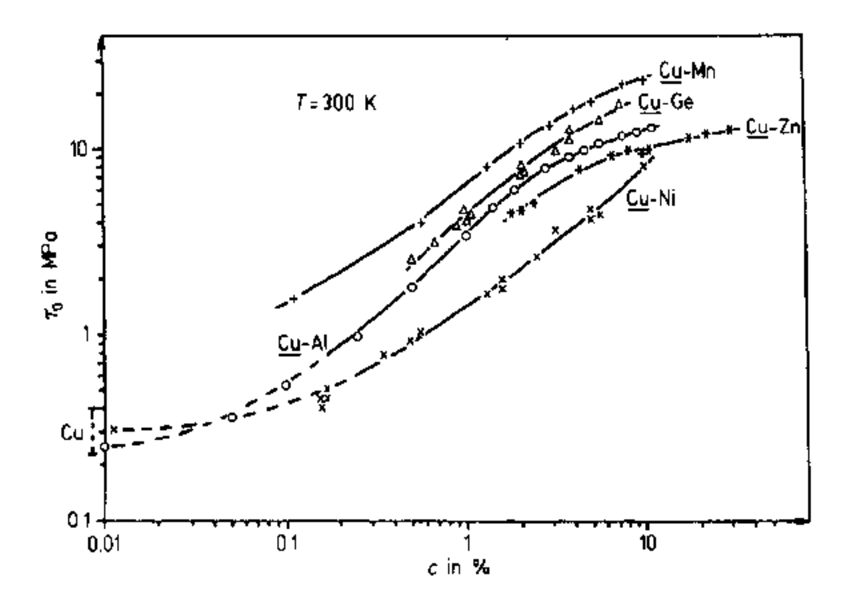


图 5-4　各种 Cu 基合金在宽范围溶质浓度下室温 CRSSτ_0 的对比。注意所有合金的双
对数标尺和平行关系。(+)CuMn(Nagata 和 Yoshida,1972;Wille 和 Schwink,1980);(Δ)CuGe
(Peissker,1965;Rosi,1973;Traub 等,1977;Wille 等,1987);(○)CuAl (Basinski 等,1972);
(*)CuZn(Neuhäuser 等,1983);(×)CuNi (Suzuki 和 Ishii,1968;Neuhäuser 等,1979)

5.3.1.3 CRSS与应变速率的关系

除了 CRSS 与温度的关系外，深入了解离散障碍处位错的热激活过程的一个重要实验方法是测量在各种固定温度时的应变速率敏感度 S。

$$S = \frac{\partial\tau}{\partial\ln\dot{\gamma}}\bigg|_T = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\ln(\dot{\gamma}_2/\dot{\gamma}_1)}\bigg|_T \tag{5-16}$$

式中，τ_1 和 τ_2 分别为在应变速率 $\dot{\gamma}_1$ 和 $\dot{\gamma}_2$ 时测得的剪切应力。S 直接与 Arrhenius 等式[式(5-13)]中的有效激活体积 V 相联系，如果 $\gamma_0 = bl_b\rho_m\nu_0$，$\Delta G_0$ 为常数。

$$V = -\frac{\partial\Delta G}{\partial\tau^*}\bigg|_T = \frac{kT}{S} \tag{5-17}$$

为了验证 Arrhenius 等式(5-13)，检验了式(5-16)中应变速率敏感值 S 与应变速率变化范围及基本应变速率的依赖关系。发现 S 受 $\dot{\gamma}_2/\dot{\gamma}_1$ 值的影响变化很小(Traub 等，1977；Flor 和 Neuhäuser，1982)，但却随温度增加而增大(5.3.3.3 和 5.4.2.1 节)。

当温度固定时，具有不同溶质浓度的各种合金又具有显著的相似性。如果画出这一温度时的 CRSS-V 曲线，则对应于第二种应力等价性(Basinski 等，1972；Nabarro，1985a、b；Schwink 和 Wille，1980)。

• p. 211 •

在图 5-5 中，给出了 CuAl 晶体在第一阶段变形时的 S 与温度的关系曲线。在非常低的温度时，由于惯性作用 $S(T)$ 行为中清楚地显示了反常现象。在较高温度时，热激活过阻尼区的正常行为之后，又一个反常行为的狭窄区域存在于锯齿状屈服范围内，此时 S 达到负值[见 Engelke 等(1992b)对 CuAl 合金]。S 的最大值(图 5-5)对应着 CRSS 的高温最大值(图 5-3)。在此值后，不同合金均接近于通常的下降趋势曲线。

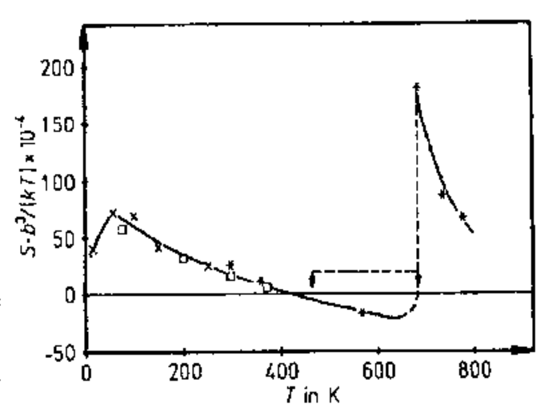


图 5-5 具有单滑移取向的 Cu-15at.%Al 晶体归一化后的应变速率敏感度 $S\cdot[b^3/(kT)] = [\Delta\tau/\Delta\ln\dot{\gamma}]\cdot[b^3/(kT)]$ 与温度的关系(由应变速率的基本值 $\dot{\gamma}_1 = 1.3\times10^{-5}\text{s}^{-1}$ 变化 10 倍左右的静态应力所确定)。(□)Koppenaal 和 Fine(1962)；(×)Komnik 和 Demirskii(1981)；(*)Neuhäuser 等(1990)。注意：在 $T>450\text{K}$ 时的负值与载荷锯齿状的 PLC 区相对应(图 5-3)。负值[S_{PLC}，见式(5-22)]是由锯齿状屈服的平均破坏应力 τ_{max} 所确定

5.3.2 微观观察结果概述

宏观应力-应变曲线以及它们与已知参数的关系，很自然地为位错水平上的微观过程行为提供广泛的平均信息。因此，在收集更多直接信息方面花费了许多努力(Haasen，1983)。在特殊场合下，随着浓度的不断增加，微观观察将显示滑移模式的特征从"均匀的"向"非均匀的"和"平面的"特征转变。

5.3.2.1 滑移线的结构与形成

滑移线所揭示的永久特点是合金化引起的滑移线花样的粗化[参见综述文献：Seeger，1958；Haasen，1983)。对含有百分之几溶质的 Cu 合金来说[图 5-6(a)]，如<

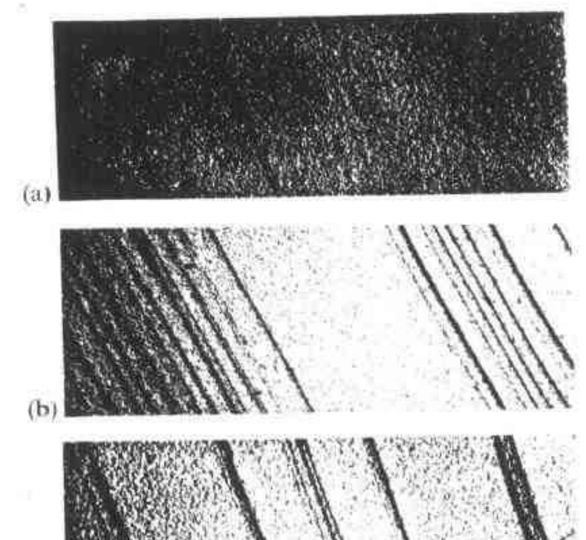


图 5-6 单滑移取向的 CuGe 晶体在室温变形到第一阶段后的滑移线花样(EM 复型)的比较,(a)Cu-2at. %Ge;(b)Cu-3at. %Ge;(c)Cu-7.6at. %Ge。图中显示了从类似于 Cu 的"均匀"(或"波动")滑移(a),向非均匀滑移(b),直到平面滑移(c)的转变(Heege 和 Neuhäuser,1973)

at. %左右的 CuAl 中(Jackson 等 1977),<3at. %的 CuGe 中(Heege 和 Neuhäuser,1973),6—8at. %的 CuZn 中(Schmidt-Hoagen 和 Neuhäuser,1981),大约为 5at. %的 CuMn 中(Steffens 和 Schwink,1983)和 CuNi 中(Arkan 和 Neuhäuser,1987a,b),电子显微复型显示在第一阶段的滑移线十分类似于纯 Cu 中观察到的滑移线的形貌特征。即滑移线非常稀薄,长且接近随机分布。这将被称为"均匀滑移"(尽管严格来说,滑移从本质上来讲是非均质的,参见 Sprušil 和 Hnilička,1988;Kleiser 和 Boček,1986),有时也被称为"波动滑移"("Wavy, slip")。对于较高浓度,滑移线有成束状的趋势,我们称它为"非均匀滑移"[图 5-6(b)]。在更高的浓度,例如>6at. %的 CuAl 中(Mitchell 等,1967;Charsley 和 Desvaux,1969;Rosi,1973)和 CuGe 中,>12at. %的 CuZn 中(Neuhäuser 等,1975),>11at. %的 CuMn 中(Steffens 等,1987),滑移束进一步加强,出现滑移带。此时直接在单滑移面上发生大量剪切。这种情况被称为"平面滑移",因为用透射电子显微镜(TEM)观察到了单滑移面上的大量扩展位错集聚现象。

• p. 212 •

有人用光学显微镜研究了这些滑移带的形成(参见文献综述 Pond,1972;Neuhäuser,1983,1988)。它们似乎是滑移线连续产生而演变成的。如果在距离其它滑移带足够远的地方产生了第一根起始滑移线,在非常短的时间(10μs)内滑移带就形成了,这种速度与位错的每秒几米的速度相对应。然而,当每个滑移带的滑移线数量增加时,这一速度会以数量级快速下降。由此可以推断出局部过应力和有利于扩展位错群的形成的障碍破坏机制[5.2.2.1 节中(3)]位错以非常快的速度运动,当其与附近相邻的位错群相互作用时,在滑移带上的进一步运动会慢下来(Neuhäuser,1988)。

5.3.2.2 位错结构

对于单滑移取向的晶体,应变到达 CRSS 后,有人发现随着溶质浓度的增加,将从均匀的位错结构(如 Cu 中)向较不均匀的位错结构转变(还有许多激活的,但明显与邻近滑移面相联系的位错),直到形成一个平面分布(在几个单滑移面上的扩展多极)的位错结构,如在 CuAl(Pande 和 Hazzledine,1971),CuZn(Olfe 和 Neuhäuser,1988),CuGe(Monchoux 和 Neuhäuser,1987)合金中见到的那样。

在 γ_s 不下降的合金,如 NiFe(Karnthaler 和 Schügerl,1979),NiCr(Clement 等,

1984),CuMn(Steffens 等,1987;Steffens 和 Schwink,1983),CuNi(Arkan 和 Neuhäuser,1987a,b)中也观察到了上述转变现象,其中最后一种合金是在腐蚀坑上观察到的。Gerold 和 Karnthaler(1989)也得出结论(Neuhäuser 等,1986;Steffens 等,1987),认为这一现象的原因也许是短程有序或偏析的破坏结果,而不是对交滑移的阻碍(见 5.3.4 节)结果。近来 Hong 和 Laird(1990)根据在部分抑制的易交滑移系的合金中的内摩擦力讨论了这一转变现象。在下面的讨论中将仅限于均匀滑移的较简单情况。

• p. 213 •

对于单滑移取向的 CuMn 晶体,位错结构(Heinrichs 等,1992)与中子辐射的 Cu 晶体(Essmann 和 Rapp,1973)相当类似。而在多滑移取向的晶体中,从变形的一开始就发现了位错的胞状结构(Neuhaus 和 Schwink,1992),参见 5.4.1.2 节。

Orlova 和 Čadek(1986)最近综述了固溶合金高温变形产生的位错结构情况。它们的主要特征是形成了胞壁稠密化的亚晶界结构。

5.3.2.3 位错运动

最近通过对含有 5—30at.%Zn 的 CuZn 合金(Schmidt-Hohagen 和 Neuhäuser,1988)的 TEM 原位观察,证明了在>16at.%Zn 的 CuZn 合金中(见 Fujita 等,1985;Tabata 等,1977)的扩展位错群中存在着相互关联的平滑位错运动。对于<12at.%Zn 的合金来说,单位错以蠕动的方式运动:大多数情况下在视野里偶尔发现的单位错运动也经常在可记录的分辨率以外,而且这种合金虽然具有低的堆垛层错能,却显示了大量交滑移现象。即使 TEM 原位变形中的交滑移现象也许部分地是由于表面效应引起的(Hazzledine 等,1975),所观察到的交滑移频率与不断增加的溶质浓度无关系这一现象似乎也说明了交滑移现象比通常所认为的要更小地依赖于堆垛层错能。

位错从室温的蠕动向 PLC 效应以上温度($T>T_m$)的粘滞运动的转变,已有人用原位 TEM 直接观察到(AlMg:Nohara 等,1980;CuGe:Monchoux 和 Neuhäuser,1987)。

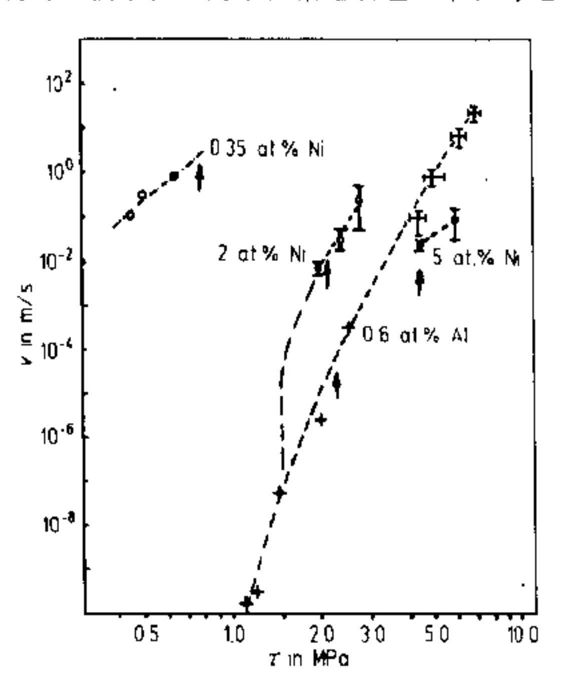


图 5-7 几种 CuNi 和 CuAl 单晶在应力脉冲前后(脉冲高度 τ)采用腐蚀坑技术测得的室温位错速度 v。在剪切应变 $\gamma=4\times10^{-4}s^{-1}$处的室温 CRSS 值如图中箭头所示。(CuNi:Suzuki 和 Ishii,1968;Arkan 和 Neuhäuser,1987a,b;CuAl:Kleintges 和 Haasen,1980;Friedrichs 和 Haasen,1981)

利用腐蚀坑及应力脉冲技术进行了位错速度测量[图 5-7 对 CuAl 和 CuNi;文献综述则可参见 Nadgornyi(1989)]。Kleintges 和 Haasen(1980)发现只有对新产生的运动位错群的测量才是可信的。对应的结果显示,应力与速度成相当高的指数关系(这也许可用 Arrhenius 行为来解释)。对于 Cu-5at.%Ni,如果只用单独滑移带的

早期快速生长阶段进行比较，避免与相邻滑移面上的其它位错交互作用，那么用腐蚀坑测得的速度与用滑移线摄像技术得到的结果相当地吻合(Arkan 和 Neuhäuser，1987a，b)。腐蚀坑结果特别显示出，在室温下对于溶质浓度在 0.35－5at.%的 CuNi 合金，其在宏观 CRSS 时的平均位错速度值在每秒几个厘米左右。对于 CuAl 合金，Kleintges 和 Haasen(1980)发现在给定应力情况下刃型位错比螺型位错运动得更慢，正如尺寸效应的交互作用所期望的那样，这一结果与 CuZn 合金(Flor 和 Neuhäuser，1982)的滑移线测量结果定性地符合。也与 Prinz 等(1981)在 Cu-5—15at.%Al 合金中通过 TEM 发现的位错环曲率上刃型比螺型位错具有更高的摩擦应力的结果相符合。

• p. 214 •

5.3.3 位错独立运动 CRSS 的分析

5.3.3.1 $80<T<300$K 范围分析(单位错的过阻尼热激活运动)

目前只有满足下列条件，即临界分切应力 τ_0 与应变速率 $\dot{\gamma}$ 和温度 T 在 80—300K 范围内的关系才可能定量分析：(i)溶质浓度 c 足够低，这样带有“波动”滑移的均匀变形才能发生；(ii)应用 Friedel 统计学的条件要满足，$\beta_L<1$[式(5-10)]。只有上述条件足够满足并在质点障碍的情况下，才存在把障碍-位错交互作用的理论概念与热激活过程相结合的可靠基础。Kocks 等(1985a)最近进一步讨论了满足上述两个条件的几个模型。根据对位错阻碍本质的假设，模型分为以下几类：

(1)离散障碍模型(Fleicher，1964；Friedel，1964；还有许多其他作者)：在这里障碍被认为是单个溶质原子。

(2)离散屏障模型(Wille 等，1987)：在这里障碍被认为是溶质原子对或三个原子一组，如在无序合金中呈统计学分布的情况一样(Behringer，1958；Freyen 和 Herring，1981；Sprušil，1983)。

(3)障碍团模型(Schwink 和 Traub，1968；Labusch，1972；Kratochvil 等，1973)：在这里障碍以溶质原子团的形式存在，它具有足够小的尺寸，以便热激活。不做进一步细分，而它们都具有较宽分布的激活能。当然，随着温度的升高，平均有效溶质团尺寸和激活能也增加。这是与离散障碍模型的最基本的不同之处。

(4)波谷(Trough)模型(Suzuki，1980，1986；Kocks，1985a；Feltham，1968)：在这里障碍被认为是偏聚在位错核心的溶质原子短列(线屏障)。

先前对源硬化和摩擦硬化的区别(Suzuki，1980；Haasen，1979，1983；Bengus 等，1984)在这里显得不是那么重要了，因为两种机制均产生一个“静态”临界分切应力 τ_0，只是前者具有上下屈服点，而后者没有屈服点。

对四种模型的判定可采用下面步骤，如果可能的话，将描述的是一个给定合金体系。

(i)对于所有理论描述通用的热激活滑移的概念被应用于“真实的”障碍轮廓的选择上。它不能简单地说是抛物线(当然在低温符合很好，Kocks 等，1975)，但它一定是钟形的，因为障碍前沿的运动位错的平衡轮廓随着温度的增加而变换，能达到或超过障碍势垒的拐点。另外，具有能允许分析处理优点的势垒的例子是众所周知的 Cottrell-Bilby 势垒(Cottrell 和 Bilby，1949)(不受通过位错影响的非储能势垒)和 Seeger 势垒(Seeger，1958)(储能势垒)。势垒的详细形状对分析并不重要。

• p. 215 •

对于 Cottrell-Bilby 势垒，等式(5-13)中的激活自由焓为(Kocks 等，1975；Wille 等，1987)

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0\left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_{00}}\right)^{0.46}\right]^{\frac{3}{2}} \tag{5-18}$$

其中有效施加应力

$$\tau^*(T) = \frac{\mu(0)}{\mu(T)}\tau_0(T) - \tau_\mu \tag{5-19}$$

即为临界分切应力 $\tau_0(T)$。它被随温度变化的剪切模量所校正(Diehl 等，1965)，并被不可忽略的非热分量 τ_μ 所影响而减少一部分。

(ii)实验必须以下述方式进行，临界分切应力 $\tau_0(T)$ 在常应变速率 $\dot{\gamma}$ 下与温度的关系(如图 5-3)以及应变速率敏感度 $S(T)$ 与温度的关系[式(5-16)][如图 5-5]需在同一个单晶上并在第一阶段进行测量，以便获得足够精确的数据。不直接估计 $\tau_0(T)$，而是利用导数 $d\tau_0/dT$ 来进一步计算，以避免任何对 τ_0 的非热应力部分 τ_μ 的假设。共同分析两个(独立的)T 的函数 $d\tau_0/dT$ 和 $S(T)$，会产生两个相当可靠的参数值，一个是平均障碍强度 ΔG_0，另一个是有效滑移障碍浓度 c_b(或者等价于平均障碍距离 l_b)。现在如果对于一个给定浓度，参数 ΔG_0 和 c_b 都不随或很少随温度 T 而变化，再加上如果非热分量 τ_μ 从这些参数计算出来后也不受温度影响，那么这些假设就成功了，分析也就完成了。否则的话，这些参数若随 T 而变化，模型(1)到(4)将立即失效，不能应用于所检验的体系。

(iii)采用几个进一步的分析步骤，能获得四种模型的区别。首先，在温度固定的情况下考虑 S 与临界分切应力 τ_0 的关系，实际上为其与溶质浓度的关系。对于模型(1)－(3)，函数 $S(\tau)_0$ 初始阶段一定是一条通过原点的直线(Kocks，等，1975；Kocks，1985a)，而波谷模型(4)却不然。在第一种情况下，只有模型(1)到(3)成立，如果 ΔG_0 被证明与 T 无关，那么障碍群模型(3)也应不包括在内。因为在障碍群模型中，平均激活自由焓 ΔG_0 随着 T 的升高而有微小的增大。最后，如果单溶质原子作为滑移障碍，ΔG_0 值本身一定不能超过最大值 0.4eV(Saxl，1964)。这给出了模型(1)和(2)的区别。

表 5-2 在一些 CuMn 和 CuGe 合金中位错运动的有效滑移障碍参数，这些参数同时符合于 $\tau_0(T)$ 和 $S(T)$(Wille 等，1987)[a]

	ΔG_0(eV) (±0.1 eV)	τ_μ(MPa)	$c_b \cdot 10^{-4}$(±10%)
0.4 at. % Mn	1.34	2.0±0.2	1.33
1.2 at. % Mn	1.36	5.7±0.3	5.1
2.0 at. % Mn	1.21	10.3±0.6	10.8
3.8 at. % Mn	1.28	14±1	23.5
7.6 at. % Mn	1.23	20.4±1.5	53.8
0.5 at. % Ge	1.14	2.2±0.2	0.7
1.0 at. % Ge	1.35	3.3±0.25	1.04
2.0 at. % Ge	1.23	6.1±0.3	3.13
3.3 at. % Ge	1.13	9.2±0.5	6.47

[a] ΔG_0 是平均障碍强度；$\tau_0(T)$ 的非热应力 τ_μ 的贡献小于平台应力 τ_{op}，即 $\tau_{op} > \tau_\mu \approx 0.7\tau_{op}$；$c_b$ 为障碍浓度。

直到现在只有在 CuMn 和 CuGe 合金中应用了上述的方法(Wille 等,1987)。对于这两种体系,离散屏障模型[模型(2)]成功地描述了测量结果。有效障碍分别被证实为以成对的 Mn 原子和三个一组的 Ge 原子形式存在。所测定的两组 CuMn 合金参数列于表 5-2 中(第一组:$c_{Mn}>2.0$at.%,第二组:$c_{Mn}<2.0$at.%)。滑移面上的障碍浓度 c_b 与溶质浓度 c 的关系与所预期的关系一致。上述所有合金的参数 β_L[见式(5-10)]均小于 0.2,这证明 Friedel 统计方法直到最高溶质浓度 7.6at.%Mn 时还可应用。在 $\tau_{00}=\tau_0(T=0)$ 与溶质浓度 c 的双对数曲线上发现了 $\tau_{00}\propto c^{0.57}$ 关系(图 5-8),即在 Friedel 和 Mott-Labusch 统计之间有一个指数关系(见 Haasen,1983)。再画出 τ_{00} 与障碍浓度 c_b 的关系(图 5-8),发现了所期望的 $\tau_{00}\propto c_b^{0.5}$ 的关系。

• p.216 •

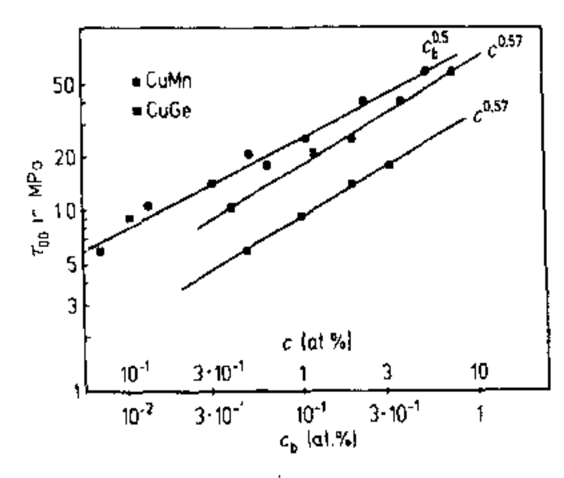


图 5-8 CuMn 合金临界分切应力 $\tau_{00}=\tau_0(T\to0)$ 分别与溶质浓度 c 和障碍浓度 c_b 的关系曲线。双对数曲线显示了 CuMn 合金的不同指数(Wille 等,1987)

很久以前不同的作者(如 Schwink 和 Traub,1968;Traub 等,1977;Basinski 等,1972;Feltham,1968;Butt 和 Feltham,1978)均得出结论:在 Cu 基合金中,不是单溶质原子而是某一较大原子团构成有效障碍。在 CuNiPd 三元体系中最近也建立起来了溶质成对模型(Ray 和 Mitchell,1989;Wong 等,1989)。以上分析的成功看起来似乎是由于这一体系的几个有利条件,即为强烈尺寸效应(→强烈点状障碍),恒定的堆垛层错能,非常弱的短程有序化趋势(→单一的准独立位错的"均匀"滑移)。

以上分析若应用于其它具有很强点状障碍的体系里,也许会符合上述四种模型之一种。例如,对于 CuAl 合金,如 Basinski 等(1972)测得的那样,与所报道的波谷模型(Kocks,1985a)预测的结果相当吻合。而这一模型的特殊形式(Suzuki,1980,1986)似乎与 CuAl 和 CuNi 吻合得很满意。对于 CuSi 合金,Coujou(1983a,b)通过宏观和微观观察在堆垛层错带里发现了 Suzuki 效应的强烈显示。

• p.217 •

对于具有弱交互作用的体系,会产生模糊不清的(Smeared-out)障碍,Mott-Labuch 统计方法会给出合适的描述。然而,对于这一统计方法,还没有一个关于热激活方面的满意理论。有人采用计算机模拟方法研究了这个问题(Labusch,1988;Labusch 和 Schwarz,1992;Arsenault 等,1989)。最新结果显示,把几个弱障碍同时激活形成一个有效障碍将需要巨大的激活能和激活体积[5.2.4.1 节中(1)]。这与屏障模型[Wille 等,1987]的描述具有很明显的相似性。从具有强烈的、点状障碍体系向其它的以弱的、模糊不清的障碍作为有效障碍体系的连续过渡是可以想象的。

为 $\tau_0(T,c)$ 整个区域(如 Feltham,1968;Feltham 和 Kausar,1990;Butt 和 Feltham,1978;Butt 等,1986;Suzuki,1981)或仅仅为其平台区(Schoek,1985)而进一步发展的理论,未能解释实验结果的任何一个。因而它们最后未进一步得到研究。

最后需强调一下，在具有高溶质浓度的合金中，因为大量同号位错列导致滑移的不均匀性(5.3.2节)，前边所讨论的基本条件已不复存在。位错基本上不再以某一种单独的滑移障碍类型而起作用，即可以是强的或弱的，点状的或模糊不清的障碍(5.3.4节)。

5.3.3.2　低温区($T<80$K)分析(欠阻尼位错运动)

在低温时，从所期望的单调上升$\tau_0(T)$曲线上(图5-3)观察到了轻微的偏差现象。这样的反常现象已在许多场合发现[见 Parkomenko 和 Pustovalov(1982)，Startsev(1983)]。他们从$\tau_0(T)$高温数据成功地外推出$T=0$时的值，即等式(5-18)中的τ_{00}。在应变速率敏感度$S(T)$或激活体积V与温度的关系上反常现象出现得更明显(见 Wille 等，1987)。这种反常现象在$T<80$K时开始出现(图5-9)。事实上，低温区的分析显示，存在两种不同类型的反常现象，它们可能具有不同的物理背景(Wille 和 Schwink，1986)。

对于$20<T<80$K范围，必须考虑自加热温度不稳定性(Basinsk，1960；Estrin 和 Tangri，1981；Kubin 等，1982)和运动位错惯性效应的可能性，而量子效应(零点振荡，通道)只有在更低的温度才可能存在(Startsev，1983)。对于 CuMn(Wille 和 Schwink，1986)以及 CuAl(Schwarz 和 Mitchell，1974)来说，能够排除温度不稳定性作为反常现象的原因。对于$T<80$K来说，反常现象应归因于惯性效应[见5.2.3.2节中(4)]。假设这些合金的声子体系与纯 Cu 具有相似的行为，阻尼系数$B=B_r+B_e+B_{ph}(T)$随着T的下降而迅速降低(Alshits 和 Indenbom，1986)，与温度有关的部分$B_{ph}(T)$在30K左右消失贻尽。所剩下的辐射阻尼B_r和电子阻尼B_e与温度无关。在80K时，阻尼数值大约相当于300K时的30%。

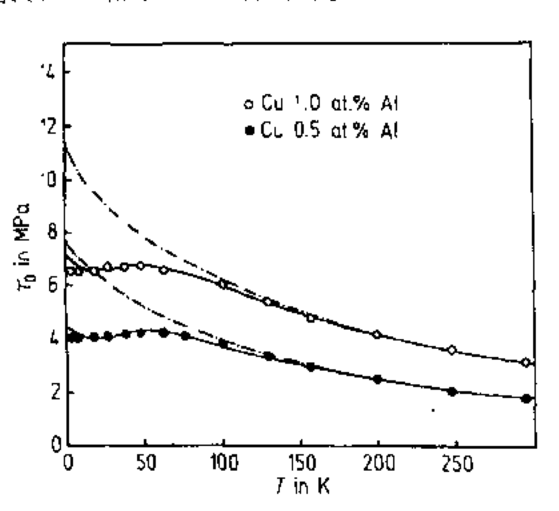


图5-9　两种成分 CuAl 单晶的 CRSS-T 曲线的低温段(Basinski 等，1972)，显示出低温反常现象，也就是偏离简单的如图中虚线所示(Wille 等，1987)的 Arrhenius 行为[式(5-13)，(5-18)]。整个曲线是用等式(5-20)计算的

· p. 218 ·

应用 Schwarz 和 Labusch(1978)对欠阻尼情况的处理，Wille 等(1987)推导出了$\tau_0(T)$欠阻尼条件下推断表达式

$$\tau^*(T)=\frac{\mu(0)}{\mu(T)}\tau_0(T)-\tau_\mu = \tau_{00}\left[1-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{2}{3}}\right]^{2.17}\cdot\left[\frac{B(T)}{B(T_D)}\right]^r \tag{5-20}$$

式中，$T_0=\Delta G_0/[k\cdot\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})]$。参数$[B(T)/B(T_D)]^r$解释了惯性效应($T_D$为德拜温度)。这一关系式与所测得的 CuGe(Wille 等，1987)，CuMn[Wille 和 Schwink，1986]，CuAl[Basinski 等，1972]以及 CuNi(Kamada 和 Yoshizawa，1971)的行为相当吻合，如图5-9所示的 CuAl 的例子。

对于 CuMn 来说，在 $d\tau_0/dT$ 与 T 的关系中[图 5-9，Wille 和 Schwink(1986)]，$T<20K$ 时明显地存在第二个低温反常现象。若是惯性效应，则期望 $\tau_0(T)$ 曲线会曲率向上指向低温区(<20K)，而观察到的 CRSS 在 $c_{Mn}>3.8$at.%时仍保持着很低的值。这一效应被描述为零点振荡[Wille 和 Schwink，1986，Natsik，1979]；在较高浓度($c>2$at.%对 CuMn)惯性效应也被抑制住了，因为在障碍之间的位错段长度较短，而零点振荡在<20K 时都发生于所有合金中。Natsik 为了描述这一效应，引入了一个“位错 Debye 温度”θ_D 作为换算系数，与通常的晶体 Debye 温度 T_D 的关系为 $\theta_D\approx T_D/10$。更进一步的分析显示，能够探测到的零点振荡效应越强，低温应力水平就越高。因而强烈硬化的 CuMn 体系特别适用于这一领域[参见最近对 PbSn 的研究，Shepel 等，1991]，b.c.c. 合金中情况也如此。

与此有联系的还有最近关于高度预变形多晶的 0.2%屈服应力的低温精确测试(Obst 和 Bauriedl，1988；Obst 和 Nyilas，1991)，其结果显示了在高堆垛层错合金中随着 T 的下降 $\tau_0(T)$ 单调上升，而在低堆垛层错合金中的特征低温区($T_1<35K$)却转变成一个较小的上升斜率。由于预变形合金中存在着非常高的位错密度，在这种情况下溶质障碍的直接效应(以及惯性效应)似乎是被掩盖了，而溶质原子是通过堆垛层错能 γ_s 的变化间接地介入的。根据 Seeger(1958)的早期思想，这能导致刃型和螺型位错分别在 $T<T_1$ 和 $T>T_1$ 的范围决定流变应力的大小。

• p. 219 •

5.3.3.3 高温区($T>300K$)分析(可动溶质原子)

随着温度的不断增加($T>300K$)，固溶体的 CRSS 接近一个只随温度变化而稍微变化的值，但它随溶质浓度增加而上升(Kostorz 和 Haasen，1969)。在这一“平台”区的大部分区间内，由于加载过程的波动和锯齿状变化，CRSS 不能很好地确定(见 CuAl：图 5-3，对 CuZn 和 CuGe：Traub 等，1977)。后一现象就是 Portevin-LeChatelier(PLC)效应(Portevin 和 LeChatelier，1923)，已在 5.2.4.2 节中介绍过。对于多晶将在 5.4.2 节中讨论。以下将讨论单晶体向平台区(1)、PLC 区(2)和平滑高温区(3)的过渡。在这些区中溶质原子的开动将起重要作用(见 5.2.4.2 节)，这将以“动态应变时效”概念加以总结，因为在变形过程中产生了一个时效效应。(对于“静态应变时效”请看 5.4.2.1 节)。

(1)“平台应力”和动态应变时效

尽管载荷曲线是平滑的，在过渡区中也能检测出溶质开动的迹象。在相当低温下清楚显示这样的溶质重组现象的一个非常敏感的方法是内摩擦法(Schwarz 和 Funk，1983)，在这里观察到了在大约 $T/T_m\approx1/5$ 处(T_m 为溶点)位错等待 0.6ms 时的溶质结构变化。

如果溶质是可动的，它们将在位错于障碍处的等待时间 t_w 内增加障碍强度(见 5.2.4.2 节)。

$$\Delta G_0=\Delta G_{00}+K_a\cdot f(t_w) \tag{5-21}$$

ΔG_{00}表示原始障碍强度，$f(t_w)$为应变时效函数，是随着 t_w 单调上升的函数，如 $f(t_w)\propto c(t_w)$[式(5-15)]，K_a 假定为一常数。

在早期的 CuZn 应力松弛试验中(Neuhäuser 和 Flor，1978)，甚至在远低于室温时，就观察到了 ΔG_0 的增加现象。这些变化能在图 5-10 中以应力松弛曲线的曲率进行定量的描述，也有人用扩散型等式(Flor 和 Neuhäuser，1980)加以定量描述，位错核心区的溶质重组

由与管路扩散类似(Oren 和 Bauer,1967;Atkinson 和 LeClaire,1984;Balluffi 和 Granafo,1984)的激活能而发生。当然,在所讨论的温度范围,不会发生真正的扩散,但是却会发生原子位置向能量更适宜的结构转移,导致 ΔG_{00}仅仅百分之几的增加。

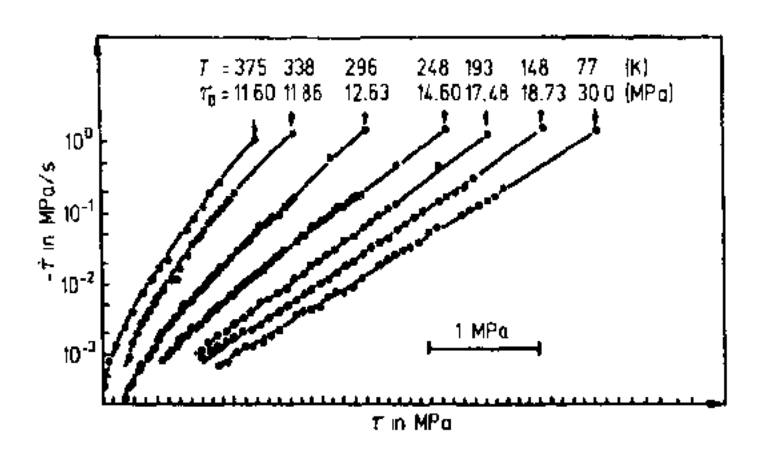


图 5-10 Cu-30at.%Zn 单晶体在第一阶段各种温度场合下的应力松弛,以应力速率的对数($-\dot{\tau}$,它正比于塑性剪切应变速率 $\dot{\gamma}$)与应力 τ 的关系曲线画出。τ_0 表示温度 T 时应力松弛的开始应力(在 $\dot{\gamma}=1.4\times10^{-4}s^{-1}$)。曲线的起始斜率对应于有效激活体积 V_{eff}(式 5-24)(Flor 和 Neuhäuser,1980)

· p. 220 ·

总之,平台区的产生是由于热激活应力与溶质运动的叠加作用的结果:热激活应力随着温度的增加而连续下降,而溶质运动却随着温度增加而连续上升(Gleiter,1968)。对固定障碍时的情况解释(Labusch 等,1975)还不成功(见 5.4.2 节)。

(2)锯齿屈服和动态应变时效

在中温时,溶质的移动作为载荷曲线的显著波动甚至锯齿变化的原因,已有一致意见。它们主要是由于尺寸错配交互作用产生的位错锚钉而导致的[见 5.2.2.1 节(1,ii),5.2.4.2 节]。这解释了为什么在 CuAl,CuGe,CuMn(大尺寸错配)中观察到了锯齿变化,而在 CuNi,CoNi(小尺寸错配)中却没观察到。由于分离刃型位错的锚钉力比螺型位错大,可以假设越过过程开始于螺型位错处。

如果位错越过了一个"溶质气氛",并且扩散运动不能足够快地在平均等待时间内重新建立这一气团,此时得到释放的位错能够平稳地在广阔区域进行扩展,这是因为旧位错越过固定障碍分布的应力要大于任何特征的新型位错运动所产生的突破应力。这些旧位错因而能快速增殖,占据晶体中的狭小塑性区。所导致的塑性不稳定性,即为 Estrin 和 Kubin(1988)所提出的"S 型"。与载荷记录(图 5-11)同步进行的滑移线摄影(Neuhäuser 等,1990)直接观察到了这一微观过程。随着滑移带群的快速发展,能够对每一锯齿建立起一对一的联系。

随着温度的不断增加,载荷曲线逐渐从一个平滑过程过渡为轻微载荷波动,再转变为有规则的 PLC 锯齿(Neuhäuser 等,1990)。波动对应于滑移带群数量 $n_{sB}=\dot{l}/\dot{l}_{loc}$($\dot{l}$ 为表观延伸率,$\dot{l}_{loc}$为同一滑移线群上的激活滑移带所产生的局部延伸率)的上下振荡。如果 n_{sB}小于 3—10,载荷迹线上的波动就很明显。如果 $\dot{l}_{loc}$超过 $\dot{l}$,也就是平均 $n_{sB}<1$,那么锯齿(应力

τ 下降)将会发生。

应力 $\tau(f)$ 从突破值 τ_{max}(图 5-11 中点 B)到最小值 τ_{min}(图 5-11 中 R)的下降过程决定于后续位错的产生和被移动溶质原子俘获之间的竞争结果。在应力 $\tau(t)$ 下降区间,在合金中原始障碍处位错等待时间增加。因而在位错核心处以及环绕可动位错周围的溶质重组及扩散运动增加了可能性。一旦源位错被俘获产生的等待时间长于临界等待时间,即对应于溶质重组所导致的障碍强度增加的临界值 $f_{cr}=f(t_w^{crit})$,位错运动被后续的溶质重组完全固定,使塑性变形突然停止(图 5-11 中点 R)。可以估计在点 $B(\simeq f_B$ 和 $R(\simeq f_{cr})$ 之间发生了 2%—3%的障碍强度变化(Engelke 等,1992b)。

• p. 221 •

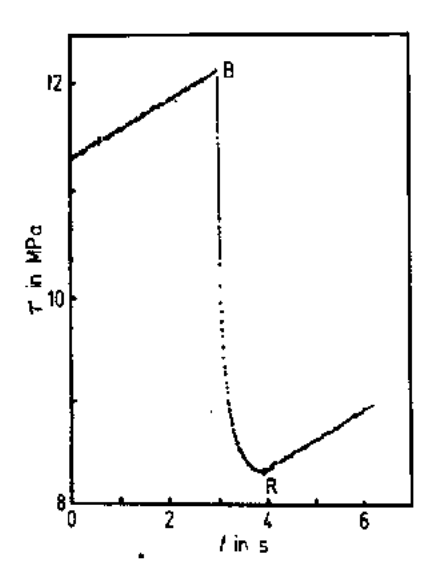


图 5-11 在变形过程中滑移带群快速发展区间所记录的放大时间标尺的应力下降曲线(Cu-10at%Al 单晶体,剪切应变速率 $\dot{\gamma}=3.6\times10^{-5}s^{-1}$,在 PLC 区,$T=500$K)(Neuhäuser 等,1990)

像图 5-11 中的锯齿属于所谓的 B 型锯齿(5.4.2.1 节),它与狭窄区域内的快速内部塑性应变相联系。这一塑性区前沿通常沿试样进行非连续的扩展,如在 CuAl 晶体中直接观察到的那样(Hampel 等,1988),也和 Schwarz(1985)描述的模型一致。然而,在高温 PLC 区观察不到这一简单的 Lüdersband 型扩展(Neuhäuser 等,1990),在那里位错扩散时效在非常快地发生。随着 T 的增加,在源位错处溶质气氛的增加起初反映比较轻微,随后在"平台"(PLC)区快速增加到峰值应力,直到 CRSS 最大值(见图 5-3)。

对于应变速率敏感度 S[等式(5-16)],考虑突破(峰值)应力并利用等式(5-21)和(5-15),代入 $\dot{\gamma}\propto t_w^{-1}$ 和 $f\propto c(t_w)$,得到下列关系式(见 Schwarz,1982):

$$S_{PLC}=\left.\frac{d\tau}{d\ln\dot{\gamma}}\right|_T^{PLC}=\frac{kT}{V_{eff}}\left(1-\frac{K_1}{kT}\cdot x\cdot e^{-x}\right) \tag{5-22}$$

其中,$x=K_2(Dt_w)^{2/3}$强烈地随 T 变化(主要是通过扩散系数 D),K_1 和 K_2 受 T 影响较弱。等式(5-22)不仅解释了有效激活体积 $V_{eff}=KT/S$[式(5-24)]在大的时效时间范围都是增加的,因而产生了图 5-10 的应力松弛曲线,而且此式也显示出 S_{PLC}也许会随着 T 的增加而达到负值,紧接着它随着 T 的升高又突然增加,如图 5-5 所示(Paidar,1978;Hong,1985a,b;Balik 和 Lukáč,1989;Neuhäuser,1990;Engelke 等,1992b)。

Schaarwächter 和 Ebener(1990),Caseres 和 Rodriguez(1987)利用一个非常敏感的仪器,比载荷迹线法精确得多,监视了塑性不稳定性,他们通过在变形过程中记录声音发射来实现的(参见 Chmelik 等,1992)。对 Korbel 等(1976),Korbel 和 Dybiec(1981)提出的 PLC 效应的解释表示部分支持的第二批作者认为:这一效应是位错通过它们的应力场时交互作用产生的相关运动的结果(见 Pawelek,1989,和 5.2.4.2 节)。

• p. 222 •

然而,建立在 McCormick(1972),Van den Beukel(1975,1980,1983),Van den Beukel

和 Kocks(1982)扩散概念上的 Kubin 等(1988)相当满意地模拟了 PLC 效应以及其与 T，c，$\dot{\varepsilon}$ 和 ε 的关系，而且这一方法得到了应变过程电子显微观察的支持(Tabata 等，1980；Nohara 等，1980；Monchoux 和 Neuhäuser，1987)，同时也得到内部摩擦结果(Schwarz 和 Funk，1985)和锯齿的高分辨记录(Schwarz 和 Funk，1985)的支持。即使相当细微的细节，如动态应变时效的瞬时流变行为(McCormick，1988；McCormick 和 Estrin，1989；Estrin 和 McCormick，1991)也能以此作为基础进行满意地处理。

鉴于 PLC 效应的完整动力学模型(如 Ananthakrishna 等，1981，1983)中存在的许多公开问题(见 5.4.2.1 节)只代表了第一步骤，建立在假设的具有负的梯度 $d\tau/d\dot{\varepsilon}$ 多值力-应变速率上的 PLC 效应的唯象模型，给锯齿屈服以最方便的描述(Wilcox 和 Kosenfield，1966；Penning，1972；Kocks，1981；Van den Beukel 等，1983；Schlipf，1986，1987；Zbib 和 Aifantis，1988a，b；Kubin 等，1988)。

(3)平滑的高温区

对于单滑移取向的晶体来说，随着温度增加超过 CRSS$\tau_c(T)$ 曲线的最大值 τ_{0M} 处的 T_M 时，PLC 锯齿变化突然消失(图 5-3)。随着溶质浓度的增加，最大值变得更明显并且向更低温度漂移(Engelke 等，1992b)；根据 Friedel(1964)关于位错从非饱和气氛向阻尼气氛转变后的突破所假设的关系式可以解释图5-12中接近线性的行为。

$$\tau_{0M} = A_b \cdot \frac{W_m^2}{kT_M} \cdot \frac{c}{b^3} \tag{5-23}$$

其中 W_m 为溶质原子与位错的结合自由熔，A_b 为结构因子≈0.1[Endo 等，1984]。从图 5-12 可以发现 Cu-2—15at.%Al 合金的 W_m 大约为 0.14—0.11eV，显得相当合理(Saxl，1964；Oren 等，1966)。高于 T_M 以后，$\tau_0(T)$ 曲线对于所有成分均接近一般曲线(图 5-3)在高温下合金化效应逐渐消失，这是由于溶质的高度运动使得位错交互作用保持为主要控制过程[5.2.4.2 节(3)]。

• p. 223 •

通过比较图 5-3 和 5-4 可以发现，$\tau_0(T)$ 曲线与应变速率敏感度 $S(T)$ 曲线趋势具有密切联系。它们都在同一温度达到最大值，此时锯齿状消失。事实上，在这一温度滑移带甚至细的滑移线也消失了。对 Al-Mg(Nohara 等，1980)和 Cu-Ge(Monchoux 和 Neuhäuser，1987)的 TEM 原位观察，直接在这一温度区观察到了在许多滑移面上平滑而缓慢的位错运动。通过对 $T>T_M$ 时滑移的粘滞性质可以判断，此时的流变应力受具有较强错配交互作用的刃型位错所控制(Suzuki，1986)。最近通过测试 Cu-Al 合金

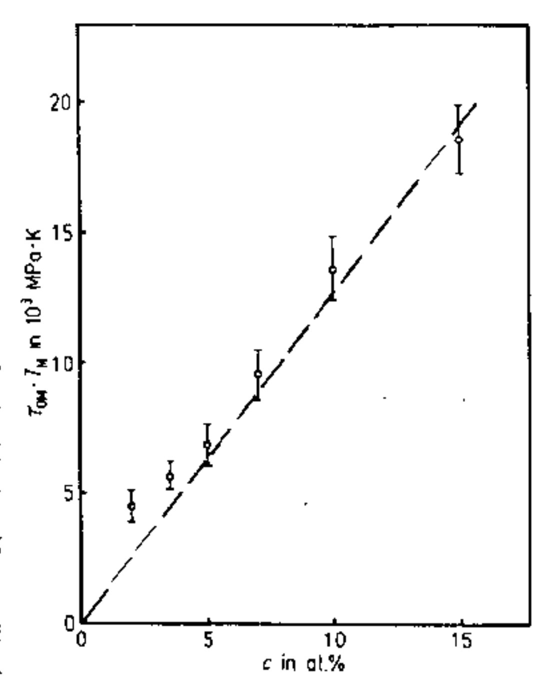


图 5-12 通过画出 CuAl 合金晶体(Engelke 等，1992b)PLC 区末端 CRSS 最大值 τ_{0M} 和其在温度标尺上的位置 T_M 与浓度的关系曲线，来检查非饱和气团场合的等式(5-23)

CRSS 的应变速率敏感度和应力松弛(Engelke 等,1992a,b),检查了关系式 $v=\tau b/B$[见 5.2.4.2 节(3)],发现可动位错密度与应力具有强烈的依赖关系。

5.3.4 相关位错运动的影响

在本节中我们将不考虑相关位错运动作用的所有结果[参见 Gilman1969;Feltham,1976;Neuhäuser,1980,1983;Bengus,1984;本卷第 4 章,Kubin],而只是给出几个概述,特别重点讨论还有许多问题至今没有得到解决的浓面心立方固溶体[参见 5.3.2.1 节和 5.3.2.2 节]。

5.3.4.1 变形的非均匀性:激活滑移体积

通常使用的应变 ϵ 或应变分量 γ 量值都是假设在晶体所有晶面上为均匀滑移的。而事实上仅仅只有一小部分被剪切变形的,这可以从图 5-6 中独立的滑移线上很快看出。这早以被 Orowan 所认识(1934),但随后因所谓激活滑移体积 V_a 与总的晶体体积 V_0 之间应保持常数这一假设而使其受到忽视。Schwink(1966)指出这一假设一般情况下决不能实现,从几个例子中都可以看出(如 Traub 等,1977)V_a 随着应变速率和温度 T 的变化而变化。因为 V_a 仅仅占 V_0 的很小部分,所以纯剪切应变率 $\dot{\gamma}_{true}=\dot{l}/(m_s l_a)$将超出宏观平均剪切应变率 $\dot{\gamma}=\dot{l}/(m_s l_0)=\dot{\epsilon}/m_s$ 几个数量级($l_a=l_0V_a/V_0$ 为激活晶体长度,l_0 为晶体长度,$\dot{l}$ 为表观延伸率,m_s 为 Schmid 取向因子)。

进入 Arrhenius 等式(5-13)中预指数内的可动位错密度作为微观模型中的局部量 ρ_{ml},与平均可动位错密度 ρ_m 的联系为 $\rho_m=\rho_{ml}(V_a/V_0)$。靠应变速率变化[或应力松弛,式(5-16)]测得的激活体积 V_{eff}与真实微观激活体积 $V=-(\partial\Delta G/\partial\tau)_T$ 有关,

$$
\begin{aligned}
V_{eff} &= kT\left[\frac{d\ln(\dot{\gamma}/\dot{\gamma}_0)}{d\tau}\right]_T \\
&= V + kT\left(\frac{d\ln\rho_m}{d\tau}\right)_T
\end{aligned}
\tag{5-24}
$$

修正量通常可达百分之几十,也可能达到一倍;从热激活分析中确定的激活自由熔要小于不经过修正的值。

5.3.4.2 运动位错群

当位错应力场随着距离加长而缓慢下降时,位错以群体形式运动会在较大距离内交互作用。尽管环绕位错群周围大应力得到尽可能多的多极形成的补偿,但是位错以群体形式运动产生的协和作用会产生比单位错小得多的宏观屈服应力。

• p.224 •

如同计算机模拟所显示的那样(如 Zaitsev 和 Nadgornyi,1971;Arsenault 和 Cadman,1978;Olfe 和 Neuhäuser,1988),在位错前沿具有强的应力集中($\approx n\cdot\tau$,n 为位错在群体中的数量)的"静态塞集"熟知简单图形已不适用于运动位错群;因为在不能被位错改变的具有有限高度的固定障碍场内,运动位错群却总能扩散开。因而在位错以切过方式減小障碍强度(储备能量的障碍)的所有场合,如短程有序或偏析的固溶体(Arkan 和 Neuhäuser,1987a,b,Olfe 和 Neuhäuser,1988;Schwander 等,1992)以及应变软化场合(Luft,1991;

Korbel 和 Szczerba，1988；Pawelek 和 Korbel，1990）均发生了动态塞集现象。根据障碍破坏的有效系数，这一机制将对领先(leading)位错产生 2—3 倍的应力增加，这也在 TEM 原位变形中的位错群分析中发现(Clement 等，1984；Monchoax 和 Neuhäuser，1987)。

这意味着位错群能够以比单位错所需的低 2—3 倍的应力运动通过一个障碍场，因为群体中的后续位错上的摩擦力减小，依靠交互作用应力以领先位错产生推力。所观察到的 CRSS 与应力的关系很可能受这一作用所影响：在均匀向非均匀过渡的成分范围内，特别对于平面滑移，CRSS 增加要比建立在独立运动位错[5.2.3.2 节(1)，5.2.4.1 节(1)]上的理论分析所得到的 $c^{2/3}$或 $c^{1/2}$规律期望得到的值要小得多(Olfe 和 Neuhäuser，1988)。为了依靠这一机制解释所观察到的低的屈服应力，有必要在这一低的外部应力下产生第一个位错群。这也许会在屈服点区发生(见 Koppenaal 和 Fine，1961；Jackson 和 Nathanson，1978；5.4.2.1 节)，特别是在靠近夹具附近，因为在通常实验中应力集中在这一地方是不可避免的。在这一高应力集中地区形成了 Lüders 带并在晶体中扩展，这似乎支持了上述观点。

5.3.4.3 *滑移传输过程*

对于具有独立运动位错的低溶质浓度来说(5.2.3，5.2.4 和 5.3.3 节)，单位错的门槛应力(包括源应力)将给出所测量的 CRSS 值。而在高浓度场合，它转变为平面滑移，或者动态位错群运动通过障碍场，或者滑移从预先激活的滑移区到新区的局部转移[如依靠双变滑移(Jackson，1985)]都将控制所测得的 CRSS。其中后一个可以从腐蚀坑、电子显微术以及滑移线录像等几个观察结果中得到证实(Arkan 和 Neuhäuser，1987a，b)。建立在位错运动与位错群内或之间弹性交互作用相结合之上，或建立在滑移传输过程之上的 CRSS 理论目前还不存在。

• p. 225 •

5.4 密排晶体的固溶强化和形变硬化

在变形样品中，除了溶质强化外，还存在着另外一种强化机制：加工硬化。这种情况将在本节中进行讨论，而且又把它分成低温场合(固定障碍)和高温场合(运动障碍，扩散过程)。此外，在本节中将对密排六方结构合金的少量知识加以简单概述。

5.4.1 低温下($T<300$K)的面心立方合金

5.4.1.1 *宏观行为*

图 5-2 中面心立方单晶和多晶体的应力-应变曲线上已经显示出，除了单滑移取向晶体的第一阶段外(5.3.1.1 节)，加工硬化速率仅仅受合金化的轻微影响。如果以一级近似值表示，曲线在剪切应力分量 τ 的标尺上刚好漂移了 CRSSτ_0，也就是 $\tau(\gamma,c)=\tau_0(c)+\tau_r(\gamma)$，在这里 τ_r 表示形变硬化的贡献。两种硬化机制的简单相加只有在低溶质浓度时才能实现，此时滑移还是“均匀的”，否则的话，平均应变 γ 不再是微观行为的可靠测量(见 5.3.4.1 节)。

具有多滑移取向的晶体，如 $c<5$at.%的 CuMn(Neuhaus 和 Schwink，1992)比单滑移

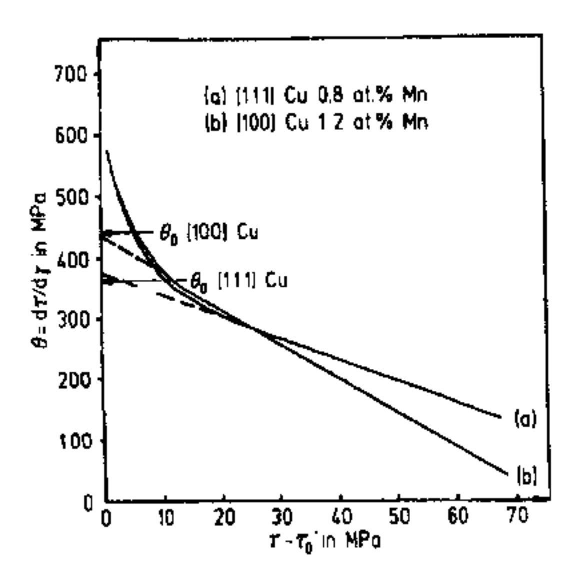


图 5-13　分别具有[111]和[100]轴的多滑移取向 CuMn 晶体的加工硬化速率 $\theta=\mathrm{d}\tau/\mathrm{d}r$，与折算应力值 $\tau_r=\tau-\tau_0$（τ_0 为 CRSS）在室温的关系曲线。箭头指出用于比较的纯 Cu 晶体的起始 θ 值；虚线是把高应力曲线外推到低应力区（Neuhaus 和 Schwink，1992）

更适合比较，因为它们缺少第一阶段。对[100]和[111]取向的纯 Cu 和 CuMn 合金，加工硬化速率 $\theta=\mathrm{d}\tau/\mathrm{d}r$ 与折算应力 $\tau_r=\tau-\tau_0$ 的关系曲线（图 5-13）显示出，$\tau_r>20\mathrm{MPa}$ 时，每种取向合金都与纯 Cu 的一般行为相接近，这意味着转变成简单的相加行为。而这些合金的起始硬化速率都比纯 Cu 要高大约 60%～70%。

多晶体[见图 5-2，Vöhringer 和 Macherauch，1967a，b；Vöhringer，1975；Mohamed 等，1988]与多滑移晶体存在着相似的应力-应变曲线。Nakanishi 和 Suzuki（1974）根据 Hall-Petch 关系式研究了 CuAl 和 CuNi 合金中屈服应力与晶粒尺寸 d 的关系 $\sigma_y=\sigma_i+k_y\cdot d^{-1/2}$（常数 σ_i 和 k_y 与 d 无关）。发现它们的 Hall-Petch 参数 k_y 具有明显的区别。Weng（1984），Zhu 和 Weng（1987）进行了变形多晶合金沿晶粒应力再分布的计算。

· p. 226 ·

5.4.1.2　微观结构估价

在多滑移 Cu 晶体中（Göttler，1973；Ambrosi 等，1974），胞状结构已在变形的初始阶段开始形成，并显示出所有特征位错的均匀分布以及等价的滑移体系。在单滑移的 Cu 晶体中（Mughrabi，1975），胞状结构只有在第二阶段才逐渐发展，特别是过渡到第三阶段后发展得才快些。因而为了了解重要的强化机制以及它们的叠加作用，选择多滑移情况就更适合些。

在固溶体晶体中观察到了与纯 Cu 相同的行为，虽然它们之间存有重要区别：在给定的折算应力 $\tau_r=\tau-\tau_0$ 情况下，固溶晶体的胞壁宽度要比纯 Cu 大，但胞壁中的位错密度 ρ_w 实际上是相同的。因为位错胞里面几乎没有位错，所以平均总位错密度 ρ_t 就与胞壁的体积分数 f_w 有关，即 $\rho_t=\rho_w\cdot f_w$。Cu 及 CuMn 晶体的总位错密度 ρ_t 和体积分数 f_w 与折算应力 τ_r 的关系分别显示在图 5-14 和 5-15 中（参见 Neuhaus 等，1989；Hilscher 和 Wilkens，1989）。结果显示，在折算应力>20MPa 时，合金中的硬化行为与纯金属一致。若采用胞壁中的林位错密度 ρ_{wf}，所有样品的总流变应力都能重叠在一个公共直线上（图 5-16），也可用下式表示。

· p. 227 ·

$$\tau_r=\tau_0+\alpha_{wf}\mu b\sqrt{\rho_{wf}} \qquad (5\text{-}25)$$

实验测得的 $\alpha_{wf}=0.26\pm0.03$（Neuhaus 和 Schwink，1992），与切开位错之间的合成反应中计算得到的最小 α 值吻合得很好（Schoeck 和 Frydman，1972；Püschl 等，1982）。

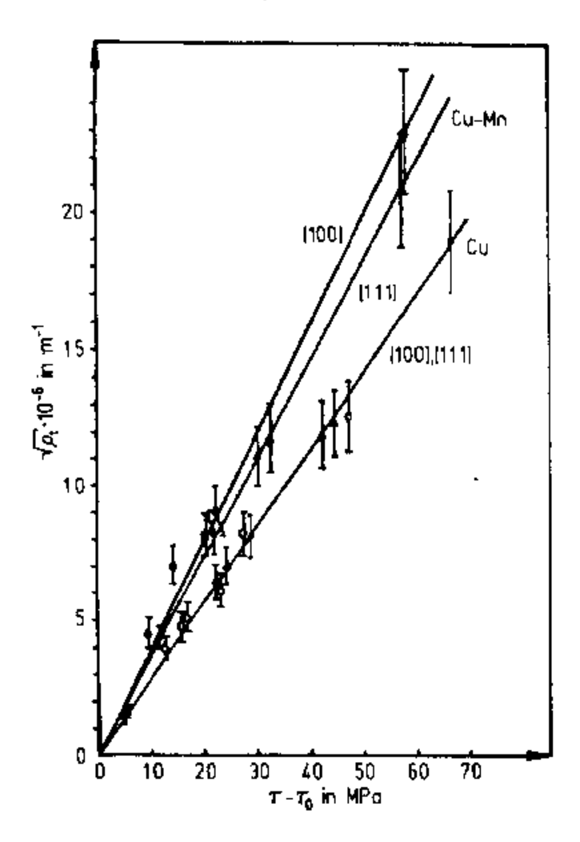


图 5-14 变形到各种应力水平后进行 TEM 大样品面积(>300μm²)观察，确定的总位错密度的平方根 $\rho_t^{1/2}$ 与折算应力 τ-τ_0 的关系曲线。(○)纯[100]取向 Cu 单晶体(Göttler,1973);(△)纯[111]取向 Cu 晶体(Ambrosi 等,1974;(●)[100]取向 Cu-3at.%Mn 晶体;(▲)[111]取向 Cu-0.8at.%Mn 晶体(Neuhaus 和 Schwink,1992)

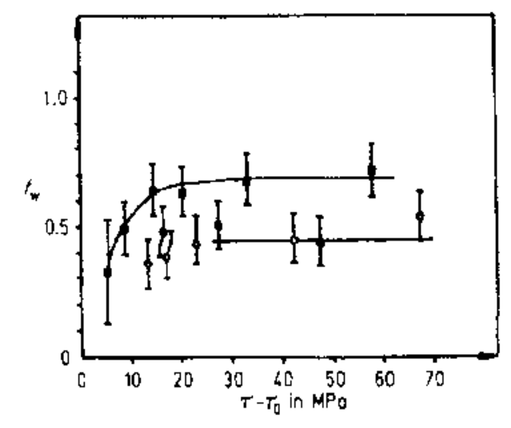


图 5-15 胞壁中位错覆盖的面积比例 f_w(等于体积分数)与折算剪切应力(τ-τ_0)的关系比较。(■)Cu-3at.%Mn 多滑移[100]单晶体(Neuhaus 和 Schwink,1992),(○)纯 Cu (Schwink 和 Göttler,1976)

5.4.1.3 固溶强化和形变硬化的叠加

5.4.1.1 和 5.4.1.2 节中的结果已经表明，在宽的加工硬化范围，至少在具有多滑移取向和均匀滑移的“简单”固溶体中，这两种贡献具有线性叠加关系(对于纯加工硬化，请参考本卷第 2 章，Sevillano)。这样的相加性在许多弱的(即溶质障碍)和少量强的障碍(即林位错)(Kocks 等,1975)的混合条件下估计会存在。一个对叠加规律相当敏感的检测方法是应变速率敏感度随应力的变化趋势(Kocks,1980),即所谓的 Haasen 曲线:S(或 $1/V$)-τ 曲线。与纯溶剂金属具有相同斜率的线性行为表明了各种应力贡献的线性叠加。

• p.228 •

在图 5-17 中 CuNi 合金的例子大致显示了这一线性叠加行为，而且变形温度越低效果越好[Neuhäuser 等,1979;Saitou 和 Hikage,1985;den Otter 和 Vetter,1978)。Den Otter 和 Van den Beukel(1979)发现这一简单关系只有对多晶 CuNi 合金来说才有效，而对 CuAu 和 CuZn 合金来说它必须要改进。Vöhringer 和 Macherauch(1967a,b),Vöhringer (1975)对 Cu 基多晶体的一系列实验显示，它们与单晶体具有相似的行为。Schmidt 和 Miller(1982)以及 Henshall 和 Miller(1990)在溶质和形变硬化的结构模型化方面做了些尝试。

5.4.2 高温下($T>300K$)的面心立方合金

5.4.2.1 静态和动态应变时效

静态时效是指在某确定的退火处理之后进行加载(或再加载)而产生屈服点现象(上和下屈服应力),在这一过程中,溶质原子有足够时间集中环绕在位错周围而使其被钉扎住,所以激活位错源比位错进一步增殖产生新位错需要一个更高的应力。

Kubin 等(1992)最近对静态应变时效进行了理论处理。Ray 和 Mitchell(1989)通过对能形成紧密结合的溶质原子对的特殊设计合金(CuNiPd)研究发现,在屈服应力(上屈服点)和流变应力(低屈服点)之间具有很大区别。

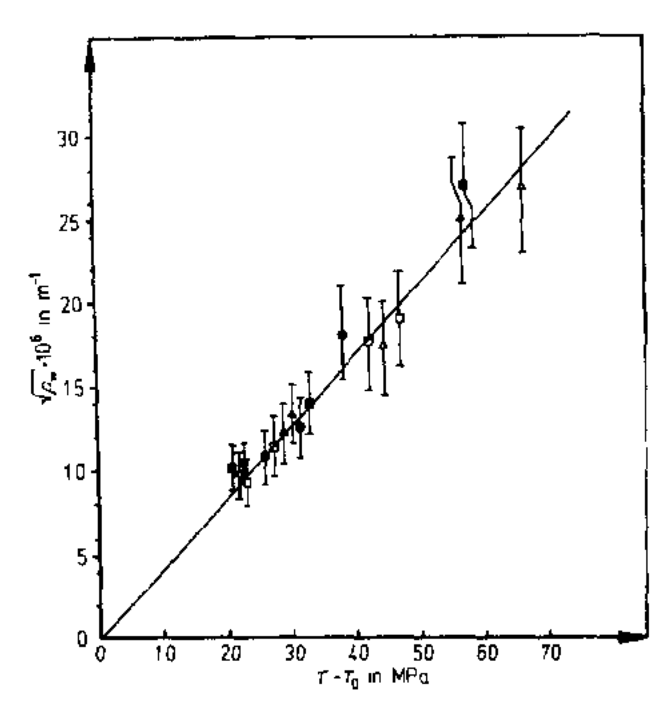


图 5-16 各种纯的和合金化后的多滑移晶体的胞壁中林位错密度的平方根 $\rho_w^{1/2}$,与折算剪切应力 $\tau-\tau_0$ 的比较:(□)[100]Cu,(△)[111]Cu,(▲)[111]Cu-0.8at.%Mn,(●)[100]Cu-1.4at.%Mn,(■)[100]Cu-3 at.%Mn(Neuhaus 和 Schwink,1992)

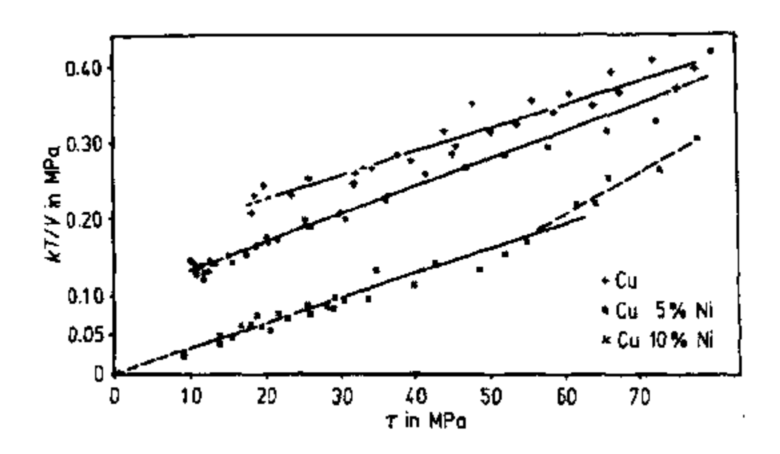


图 5-17 单滑移取向 CuNi 合金及纯 Cu 在 $T=78K$ 时,应变速率敏感度 $S=\Delta\tau/\Delta\ln\dot{\gamma}=kT/V$(从应力松弛实验中测定)沿着应变硬化曲线(以流变应力表示)上的"Haasen"曲线(Neuhäuser 等,1979)

动态应变时效是指在应变过程中与位错运动竞争时产生的类似钉扎机制,也就是说,它基本上发生于位错在障碍处的等待时间内。5.3.3.3 节中关于可动溶质原子的影响的讨论现在将扩展到增加变形的情况。我们再一次利用作为溶质移动明显而又敏感的显示的"Haasen 曲线"$S(\tau)$[见 5.4.1.3 节,Kocks(1980)]。在具有一些非热分量的静态热激活

障碍情况下(如图 5-17),外推值($\tau \to 0$)和斜率都应该是正值。如预期的那样,随着溶质浓度的增加 $S \propto 1/V$ 值在 $\tau \to \tau_0$ 时也增加。随着温度的上升,曲线斜率将下降,这一般归因于(至少部分)溶质原子的运动。

图 5-18(a),(b)显示了这样的例子,对于[100]CuMn 合金晶体,当溶质浓度>5at. %时其室温 $S(\tau-\tau_0)$斜率变为负值,或者 2at. %Mn 合金在高温也是如此(Diehl 等,1988)。相应地图 5-18(c)显示,基本应变速率 $\dot{\varepsilon}_1$ 越低,即等待时间越长,$S/(\tau-\tau_0)$曲线负的斜率越明显。

在浓度或温度足够高的情况下,S 也能达到负值[图 5-5 和图 5-18(a),(b)]。这经常被看作为锯齿屈服开始的临界判据[Wilcox 和 Rosenfield(1996),Kubin 和 Estrin (1985)]。然而,有实验证据显示(Mulford 和 Kocks,1979a,b;Ling 和 McCormick,1990),$S<0$ 仅仅是锯齿屈服的必要条件,而不是充要条件(Schlipf,1991,1992)。

• p. 229 •

比单晶体工作做得更多的是对于多晶体的研究(如 Brindley 和 Worthington,1970;Tensi 等,1972;Tensi 和 Pless,1972;Engelke 等,1992b;Nenhäuser 等,1990),在多晶体中,沿着应力-应变曲线上的锯齿变化通常只发生在一个临界预应变之后(如 McCormick,1972,1974;Rănchle 等,1973a,b;Mayer 等,1978;Miura 等,1987)。这些锯齿的各种典型

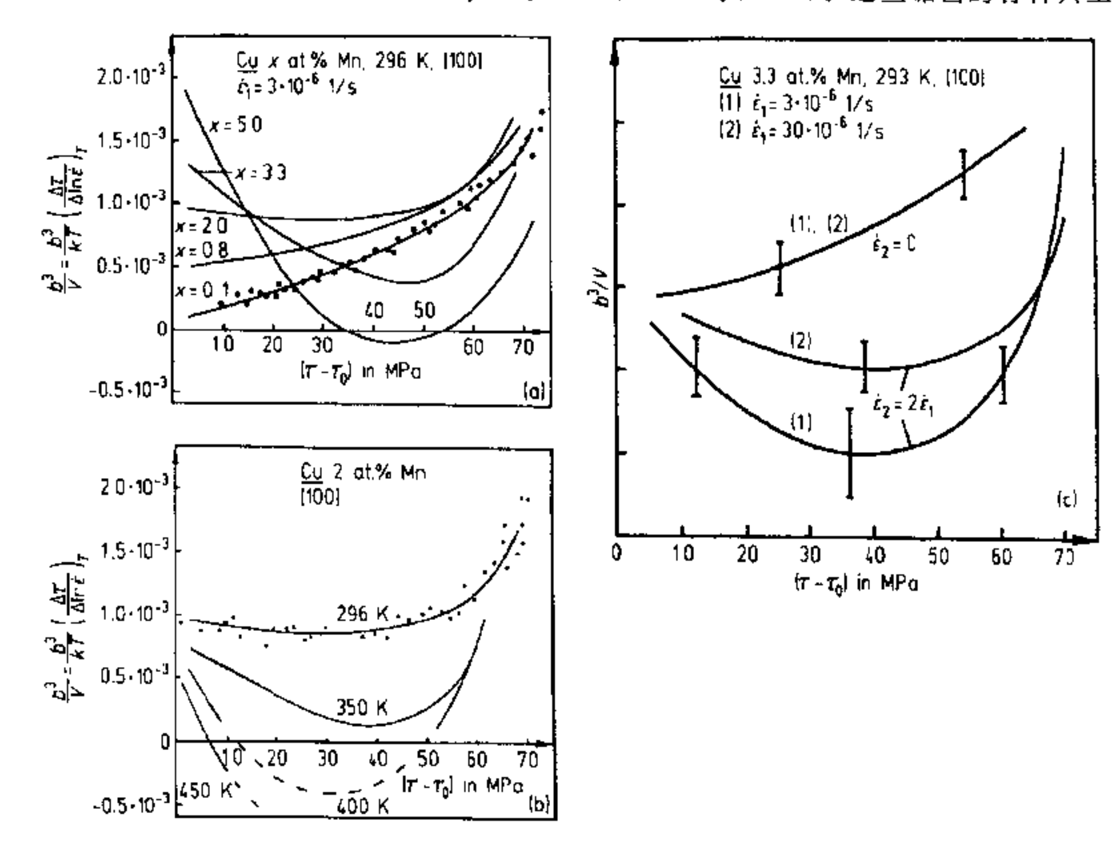


图 5-18 [100]取向晶体的归一化应变速率敏感度 $S \cdot b^3/(KT)=b^3/V$ 与折算应力 τ-τ_0 的关系曲线。(a)室温状态下各种浓度的 Cu-Mn 合金,由应变速率变化($\dot{\varepsilon}_2/\dot{\varepsilon}_1$)两倍所确定;(b)增加温度时的 Cu-2at. %Mn($\dot{\varepsilon}_2/\dot{\varepsilon}_1=2$)(锯齿变化在曲线的虚线阶段发生);(c)室温时增加基本应变速率 $\dot{\varepsilon}_1$ 时的 Cu-3. 3at. %Mn,由应变速率变化($\dot{\varepsilon}_2/\dot{\varepsilon}_1$)及应力松弛($\dot{\varepsilon}_2=0$)所确定(Diel 等,1988)

特征依赖于变形条件($\varepsilon,\dot{\varepsilon},T,c$),就像 Caisso(1959)最初观察的那样,而且有人对它进行了分析(Munz 和 Macherauch,1966),把它归结于应变局部化和扩展的各种模式。文献中最通用的分类法是由 Brindley 和 Worthington(1970)提出的(见 Wijler 和 Schade van Wertrum,1971,1973;Cuddy 和 Leslie,1972;Pink 和 Grinberg,1982;Fellner 等,1991),他们把锯齿屈服分成 A、B 和 C 型三类。Chihab 等(1987)最近利用($\dot{\varepsilon},T$)条件及其录像技术对 Al-5at.%Mg 多晶体的锯齿行为进行了研究。Kubin 等(1988)通过对 PLC 效应[见 5.2.4.2 节(2)和 5.3.3.3 节(2)]唯象研究具体讨论了这些分类:B 型类似于 5.3.3.3 节中所示的单晶体中的 PLC 现象,对应于狭窄塑性区的间歇扩展;A 型与变形带在样品整个长度上接近平滑连续扩展相联系,当在样品一端产生一个新的变形带时将产生一个尖锐锯齿,这表明在扩展的塑性区前沿(见 5.3.4.2 节)有应力集中存在;在 C 型锯齿变化中,由于塑性带在样品内随机出现,而且有时再加载时也出现一些塑性,因此发生极大的应力下降现象(有时伴随着听得见的声发射)。

• p. 230 •

对 PLC 锯齿产生、消失及再产生条件的研究开始于早期实验研究(如 Munz 和 Macheranch,1966;Räuchle 等,1973a,b),接着进行了理论预测及实验验证研究(Kubin 和 Estrin,1990,1992;Kalk 和 Schwink,1992)。

我们注意到,至今为止的讨论并没有使人对流变应力 τ 的扩散效应的两种假设的可能性彻底区分开,在这里 τ 被认为是由起源于位错交互作用的应力 τ_d 及起源于溶质交互作用的 τ_f 组成(Wycliffe 等,1980;Mulford 和 Kocks,1979a,b;Schwink 和 Wille,1980;Schwarz,1982;Hong,1984,1985)。当 Kocks 认为溶质依靠管路扩散来增加位错交互作用,即从林位错转变为滑移位错(Sleesyk,1958)而增加 τ_d 时,其它作者(如 Schwarz,1982;Louat,1981;Balik 和 Lukáč,1989)却认为扩散效应更重要的是增加 τ_f,它即可能依靠管路扩散[见 5.2.4.2 节(1)],也可能依靠变形诱导空位辅助的体扩散(如 Mayer 等,1978;Van den Beukel,1975,1980,1983)。最近有关对管路扩散和体扩散之间的辨别实验显示,管路扩散机制(Springer 和 Schwink,1991)以及体扩散机制(Kalk 等,1993)根据变形条件可以在同一体系中发生。所有反对空位假设的讨论都引自间隙式面心立方固溶体 Ni-C 的研究结果(Kocks 等,1985),这一结果又得到 Ling 和 McCormick(1990)有关 AlMgSi 研究的强烈支持。

就像 5.3.4 节中所指出的,问题在于如果相关位错运动和障碍破坏是相互联系的,那么外部的测量应力是否就是分析的正确量值。局部应力集中和局部塑性产生的应力松弛(Korbel 等,1976;Korbel 和 Dybiec,1981)贡献于 PLC 锯齿。Schoeck(1984)进行了把扩散作用和位错组合作用相结合的尝试。Ling 和 McCormick(1990)以及 Estrin 等(1991)讨论了锯齿屈服变形模式中的流变局域化,Pawelek(1989)研究了 PLC 效应的动态观察以及 PLC 带的扩展情况。Schlipf(1992)最近处理了应变时效合金的位错动力学行为。

• p. 231 •

5.4.2.2 静态和动态回复

在高温下主要的微观过程是偶极子的湮灭和位错段的短化,这可以从螺型位错分量的交滑移和刃型位错分量的攀移以及以能量更适宜组态再分布的位错多边化过程中得到

证明(Hansen 和 Kuhlmann Wilsdorf,1986)。它们在纯的和合金化后的金属中的行为原则上是一致的。首先,位错胞壁变窄成为亚晶界,然后亚晶界又发生粗化(如 Hasegawa 和 Kocks,1979;Langdon,1983;Orlova 和 Čadek,1986)。根据溶质与位错的交互作用,由于溶质产生"摩擦应力"而使静态(即当 $\dot{\varepsilon}=0$)以及动态(即当 $\dot{\varepsilon}>0$)回复过程受到阻碍。更详细的内容请看 McQueen 和 Evangelista(1988),Soliman 和 El-Dahsham(1988),Oikawa 和 Yoshinaga(1988),以及 Kocks(1985b)[也可以参照本卷中第 8 章(Blum)和第 9 章(Mukherjee)]。

回复过程的启动能够在 $\theta\tau$-τ 曲线上(Lücke 和 Mecking,1972)很容易地检测出来,图 5-19 给出了间隙或面心立方固溶体的例子。如果在拉伸试验或应力变化的蠕变试验中(Kocks 和 Mecking,1981)温度或应变速率产生变化,回复将导致复杂的瞬态过程。Takeuchi(1977a,b)发现 CuAl 单晶体的加工硬化速率强烈地依赖于晶体的初始取向:当在单滑移晶体中无明显效应发生时,在多滑移晶体的应力-应变曲线上大约 600℃左右存在一最大斜率 θ_{max}。有人认为它与位错在不同滑移面上运动和拖曳它们的溶质气团的交叉作用相联系。特别地回复可能叠加在随温度继续增加而 θ_{max}开始尖锐下降处。

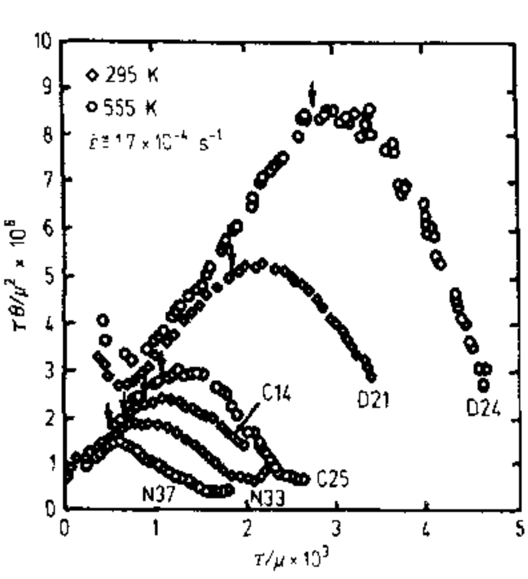


图 5-19 间隙式面心立方 NiC 固溶体在 295K 和 555K 时,加工硬化速率和流变应力乘积与折算流变应力经归一化后的曲线。曲线中"N"是指"纯"Ni(<0.05at.%C),"C"和"D"是指 NiC 合金("C":试验前为 0.28at.%C,试验后为 0.15at.%C;"D":试验前后均为 0.9at.%C)。箭头记录着动态回复的开始(Kocks 等,1985)

5.4.3 H.C.P. 合金

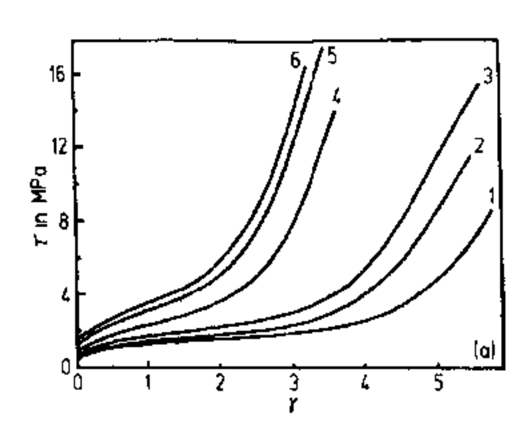
在另一个密排结构-密排六方结构中固溶强化具有特殊性质,它与随成分变化而可能产生轴比变化以及合金化后基面和非基面滑移体系变化导致的不同行为相联系(Haasen,1983)。在文献中对这类合金的研究相对来说还很少,研究得最多的是 Mg,Cd 和 Zn 基体系,请参考 Lukáč(1981)最近的综述文章。

5.4.3.1 临界分切应力

Scharf 等(1968)和 Lukáč(1992)(MgCd 单晶体)以及 Akhtar 和 Teghtsoonian(1969)(MgZn 单晶体)等人研究了 Mg 合金,理想的轴比为$(8/3)^{1/2}$,具有基面滑移以及棱锥或棱柱滑移的可能性。

• p. 232 •

基面滑移的 CRSS 随温度变化趋势与面心立方情况相似,在室温以下随温度升高而剧烈下降,在较高温度时存在一"平台"区,这可以解释为:尺寸效应和模量效应具有相加的特点。对于其面滑移来说[图 5-20(a)]溶质的加入增加了所有温度的 CRSS,并减少了



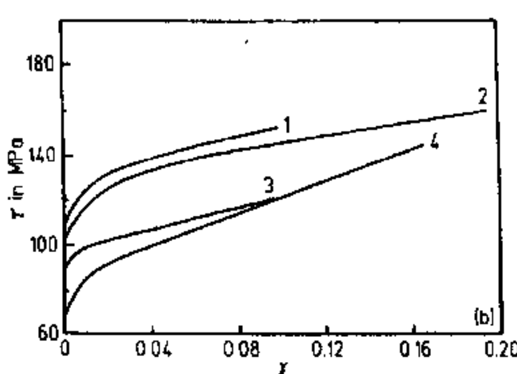


图 5-20　MgZn 单晶体的应力-应变曲线。(a)$T=295$K 时的基面滑移取向，成分(at.%Zn)如下：(1)0，(2)0.019，(3)0.054，(4)0.15，(5)0.268，(6)0.45；(b)$T=78$K 时的棱柱滑移取向，成分(at.%Zn)为：(1)0，(2)0.006，(3)0.256，(4)0.45(Akthar 和 Teghtsoonian，1969)

表象激活体积。直到 0.025at.%，只有短程障碍增加，也就是 CRSS 的热激活分量 τ^* 的增加；而在较高 c 时，τ^* 和 τ_μ(非热分量)均增加。定量分析表明，速率控制机制从很低 c 时林位错的交互作用[在这里林位错密度随着合金化程度而增加，见 Seeger(1958)]，过渡到较高 c 时的溶质原子对位错的钉轧作用。

对于棱柱滑移，除了在多晶聚集时的基面滑移外(Akthar 和 Teghtsoonian，1968)还在滑移轴比比理想值小的(MgLi：Ahmadieh 等，1965)、相等的(MgZn，图 5-20)和大的(MgAl：Akthar 和 Teghtsoonian，1969)体系中在低温时观察到了溶质软化效应。对于较高温度，CRSS 在低 c 时增加，而在较高 c 时则下降。这是因为随着溶质含量增加 τ_μ 增加而 τ^* 则下降，而后一个是 Peierls 应力降低的结果，它被认为是控制棱柱滑移的主要因素，这与基面滑移不同。在少量溶质存在的场合扭折对的形成可能更容易些(Mitchell 和 Raffo，1967)，这与体心立方材料类似(5.5 节)。

Cd 基合金(Lukǎc 和 Stulikova，1974；Rojko 和 Lukǎc 1973；Lukǎc 和 Trojanova，1979)CRSS 随温度的变化趋势显示，它与 f.c.c 晶体在低温区发现的简单热激活行为相当类似。如果溶质与刃型位错的交互作用被认为是速率控制的，那么发现在很低温度下(Navrafil 等，1985)确定的交互作用参数 ε_L 与 Labusch's 理论(见 5.2.2.4 节)很吻合，即 $\varepsilon_L=(\delta^2+\alpha^2\eta^2)^{1/2}$。

• p. 233 •

另外，对于 Zn 合金晶体在很低温度的范围(如 Mikulowski 和 Wielke，1988)，探测到了与 f.c.c 晶体(5.3.1.2 节)中发现的相当类似的反常行为。这一随变形反常增加现象，被认为起因于欠阻尼位错运动(见 5.3.3.2 节)，就像 Zagorniko 等(1986)最近分析所证明的那样。他们认为速率控制障碍事实上不是单杂质原子，而是复合物对(见 5.3.3.1 节)，在 $T<30$K 时由于位错段的量子运动而被越过。

5.4.3.2　加工硬化和高温行为

由于熔点低，并且相应地在密排六方金属中甚至在室温都具有快速回复过程，因而所测得的有关加工硬化的结果很难解释。回复被认为是 Zn 和 Cd(Wielke，1976)以及 CdZn(Hamersky 等，1990)中发现的 $T/T_m=0.3$ 处易滑移区(A 阶段)内所观察到的加工硬化

速率最大值的原因。所观察到的加工硬化在阶段 A 中与浓度和温度的关系，类似于棱柱滑移中 CRSS 的变化趋势(Akthar 和 Teghtsoonian，1969)，因而它可用棱柱面上位错段的交滑移来解释(Lukáč，1981)。这一方面产生了林位错的短段，但另一方面却随温度的升高使其更可能消失，在阶段 A 末端产生一个应力尖锐最大值(图5-21)，与棱柱滑移和基面滑移的门槛应力的比率最大值相似。

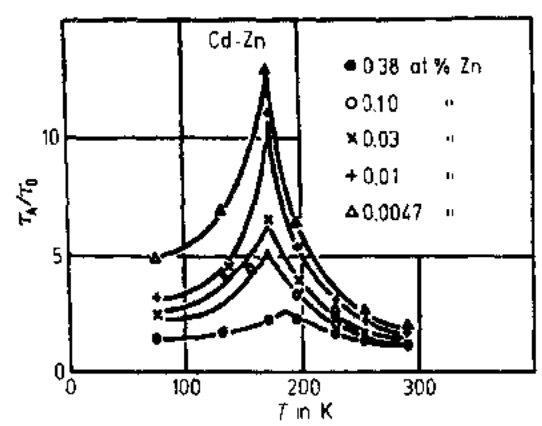


图 5-21 CdZn 晶体易滑移阶段末端应力(τ_A)和 CRSS(τ_0)的比率与温度的变化关系，浓度如图中所指(Lukáč，1981)

阶段 A 的长短决定于基面位错与棱柱滑移系上的位错反应导致的固定(Sessile)位错的形成。这样的反应要比面心立方晶体中类似的 Lomer-Cottrell 反应困难得多，因为在密排六方中在基面滑移上的 CRSS 通常要比非基面滑移小很多。

在较高温度下，将发生如 5.2.4.2 节中所讨论的类似的溶质扩散过程，从而导致变形中的锯齿屈服，这在 $\tau_0(T)$ 曲线上的"平台"区经常观察到。Mikulowski 和 Korbel(1982)最近对 Zn-0.2at.%Ga 和 Zn-0.2at.%Ag 合金进行了 PLC 现象的研究。对于这些合金，发生典型载荷锯齿变化的固定温度段得以确认，它与粗滑移带中的局部变形相联系，这与面心立方合金中的情况非常类似(见 5.3.3.3，5.4.2.1 节)。作者并未用扩散过程来解释这些观察结果，因为未发现时效效应(Mikulowski 等，1982)。

在 h.c.p 合金中研究的另一个高温现象就是超塑性(Langdon，1991)，例如 Vostry 等人(1985，1988)对 Zn-0.25wt.%Cd 合金的研究中，他们甚至在具有相当大晶粒尺寸的 Zn-1.1wt.%Al(Malek，1988)中也发现了超塑性现象。Malek 等(1988)在 Zn-0.35at.%Al-0.25wt.%Cd 上进行了超塑性与温度和应变速率敏感度关系的大量研究，显示出超塑性最佳条件为 $T=370\text{K}(=0.53T_m)$，应变速率为 $\dot{\epsilon}=1.7\cdot10^{-3}\text{s}^{-1}$。

• p.234 •

5.5 体心立方合金中的固溶作用

体心立方结构的固溶作用在实际应用中是很重要的，因为它们具有很高的强度和可变性。对这些体系强化作用的了解是比较困难的，这有几方面原因，其中之一就是很难区分体心立方结构的塑性变形。

5.5.1 体心立方结构的塑性特殊性

体心立方金属的塑性特殊性(Šestak 和 Seeger，1978；Brunner 和 Diehl，1991a，b)表现在：

(i)加工硬化曲线对温度的强烈依赖关系。

(ii)存在一个临界温度 T_K，低于此值 CRSS 随着温度的降低而剧烈增加。

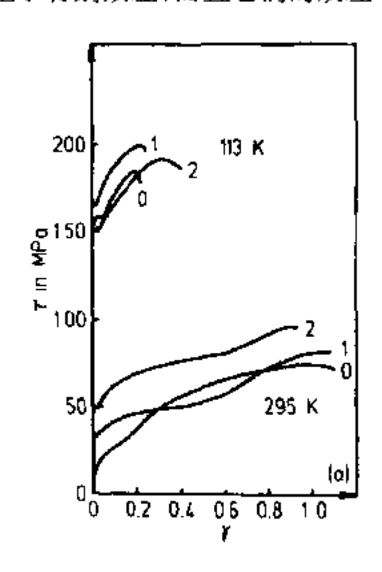
(iii)“非结晶学”滑移面的出现，它是通过在晶体表面对滑移线的观察得到的。

(iv)CRSS 强烈地依赖于变形轴的结晶学取向，在拉伸和压缩中存在着明显的载荷不对称性。

(v)少量间隙溶质原子的加入导致特别强烈的作用(图 5-22)。

这些特点归结于体心立方结构及其位错的下列特殊性：

(1)与密排结构面心立方，密排六方)相反，体心立方结构不仅允许置换式面且也允许各种各样的间隙式固溶体。由于间隙式原子的畸变场为四方的，因面它们与位错的交互作用比置换式原子要强许多。在体心立方结构中间隙式和置换式外来原子之间的强烈交互作用产生了特别效应，而且它们的效应不是相加关系(Hassen，1983)。



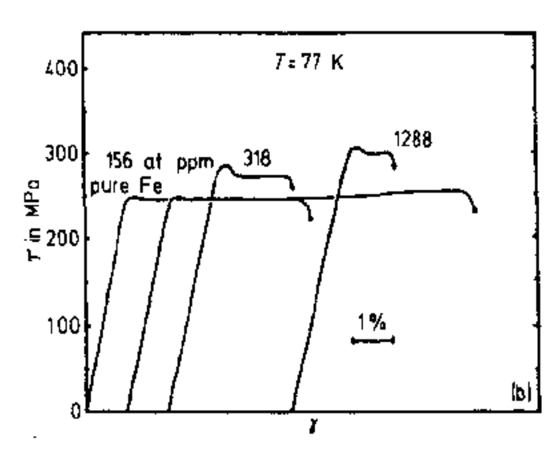


图 5-22 各种温度情况下拉伸变形的应力-应变曲线。(a)中间取向(middle oriented)的 FeSi 晶体(置换式合金)，成分如图中所指(at. %)，$T=113$K 和 295K($\dot{\epsilon}=5.5\times10^{-5}s^{-1}$)(Sestak 和 Seeger，1978)；(b)添加 N 的 Fe 单晶体(间隙式合金)，成分如图中所示($\times10^{-6}$)，$T=77$K($\dot{\epsilon}=1.7\times10^{-4}s^{-1}$)(Aono 等，1981)

• p. 235 •

(2)体心立方结构中的位错根据它们的性质而显示出不同的分解过程：当刃型位错在它的滑移面上扩展而且相当容易地运动时，螺型位错却显示出复杂的三重分解位错核心结构(Vitek，1985)。以“极性”来描述的位错核心的两个等价组态的存在(Seeger 和 Wuthrich，1976)，意味着螺型位错扩展存在着一个特殊高的 Peierls 势垒，也解释了“非结晶学”滑移方向存在的原因。螺型位错控制着宏观流变应力[在混合型位错上刃型和扭折分量运动而产生扩展的微观塑性区之后，Seeger 和 Šestak (1971)]。

(3)螺型位错的 Peierls 应力随着所施加应力的类型而改变(违反了 CRSS 的 Schmid 定律)，而且在螺型位错的运动过程中存在一个应力诱发的不对称性。这解释了所观察到的流变应力对晶体取向的复杂依赖关系(Šestak，1972)。Peierls 应力对具体原子势垒的敏感度(Vitek，1985；Duesbery，1984)决定了各种 b.c.c 金属行为的不同。

(4)溶质对螺型位错运动的作用可以分成两个方面：一方面，位错以扭折形核和单面运动方式进行的扩展在滑移面上受到溶质障碍的阻碍，同时由于四方畸变面对螺型位错产生强烈的超弹性效应。另一方面，溶质依靠自身应力场会帮助产生一个新扭折对，如果形核是速率控制过程的话，

对位错运动的阻力会减少("固溶软化")。

与面心立方合金相比,它有下面重要的不同点(见 Suzuki,1979):

(a)$T<T_k$ 时体心立方合金的 $d\tau_0/dT$ 比纯金属小。

(b)浓度依存关系是线性的,在许多体心立方合金中观察到了低温溶质软化现象。

(c)体心立方合金的硬化速率 $\Delta\tau_0/\Delta c$ 主要依赖于模量错配。

(d)在体心立方合金中,位错密度在塑性变形的起始阶段快速增长,随后到达一平衡密度,给出了给定应变速率的最低应力。

鉴于在不同体心立方固溶体中的作用存在着较宽的可变性(见 Pink 和 Arsenault,1979),我们将把下面的讨论仅限于有关 Fe 的最新结果的几个典型例子。

5.5.2 置换式原子对体心立方晶体的固溶强化和软化

体心立方塑性特殊性一般会在添加置换式原子之后而被抑制,也就是说,随着溶质含量的不断增加,具有三阶段加工硬化的温度区间向较低温度延伸。第一阶段的流变应力、加工硬化速率及第一阶段的长短均增加(Šestak 和 Seeger,1978;见图 5-22a)。对于>6at.%Si 的合金,加工硬化曲线变为与 T 无关的抛物线型。随着溶质浓度增加,对取向的依赖关系也下降。

• p. 236 •

溶质也导致滑移线结构的强烈变化:与纯金属中接近均匀的波动滑移不同,在合金中观察到了尖锐的、轻微的波动滑移台阶;它们成束状并且一般沿着最大应力的(011)面取向。滑移台阶在 195K 比室温要明显(Hattendorf 和 Buchner,1990)。Zarubova 和 Kadeckova(1972),Šestak 和 Novak(1974)以及 Šestak 和 Arnold(1974)研究了 FeSi 中的滑移扩展。位错运动数据的综述文章请参照 Nadgornyi(1989)。

CRSS 与温度的关系显示,随着溶质浓度的不断增加,室温时 τ_0 也增加,而且临界温度 T_k 也增加。例如,对于 Fe 合金,替换溶质 V,Cr,Co 产生弱的强化效应,而溶质 Si(图 5-23),Mo,特别是 P,因为它们存在大的模量交互作用面产生强的强化效应(见表 5-1)。

在许多体系中的低温(见综述文献:Pink 和 Arsenault,1979)观察到了屈服应力随着溶质浓度在百分之几范围内的增加而略为下降的现象(图 5-24),这被称为"合金软化"。这种现象在高温和极低温时将消失。在各种固溶体中存在着不同溶质诱发的硬化和软化的复杂干扰,也存在着把间隙式杂质从体心立方中分出去的问题,长期以来这些问题一直防碍着建立溶质软化的机制(见 5.5.4 节)。在一些体系中,甚至替换式和间隙式原子之间的交互作用也能导致合金软化的发生。

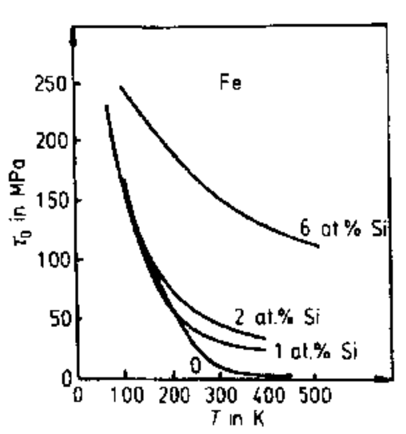


图 5-23 中间取向的 FeSi 单晶中置换式固溶体的 CRSS(较低屈服点)与温度的关系(拉伸试验,$\dot{\varepsilon}=5.5\cdot10^{-5}s^{-1}$)(Šestak 和 Seeger,1978)

在极低温时,观察到了 CRSS 与温度和应变速率的反常关系(Takeuchi 等,1982,1985),这可以用位错的量子机械振荡[见 5.2.3.2 节(4,ii)]来解释,也可以用最近的扭折形核的量子统计来解释[Regelmann 等,1991]。

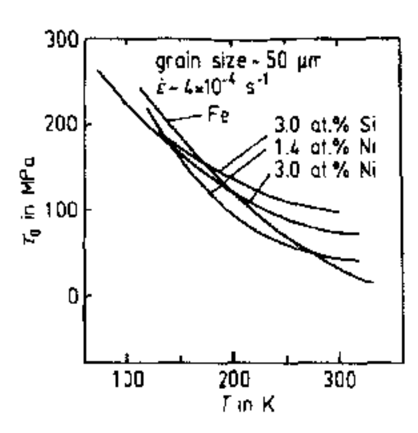


图 5-24 置换式 Fe 合金在给定浓度下CRSS与温度的关系曲线，显示了低温固溶软化效应（见 Pink 和 Arsenault，1979）

当在大多数其它置换式 Fe 合金中(FeSi,-Mo,-Ge,-Be,-Ni,-Pt,-Cr)室温时 τ_0 随着浓度增大而线性增加时，在 FeP 的较高浓度场合却观察到了偏离线性的现象[对单晶，Hattendorf 和 Büchner(1990)；对多晶，Spitzig(1974)]，请参考 5.5.4 节。此外注意到，CRSS 与最终热处理有关，显示了短程有序(SRO)的影响。

• p. 237 •

在高浓度合金中，如 Fe-7—20at.%Si，有序化效应对机械强度具有重要贡献。Büchner 和 Pitch(1985)在 SRO 固溶体中确定了组态能。Falk 和 Büchner(1990)讨论了 SRO 和 LRO 参数，其中包括塑性变形对有序化的破坏[见 5.2.2.1 节(3)]。

在高温区观察到了锯齿流变[如对 Fe-6at.% Si：Zarubova 和 Kadeckova(1979)；对具有 0.15at.% Ti 和 1.5—3at.%Ni，Si 的 Fe：Cuddy 和 Leslie(1972)]，它们带有 B 和 C 型锯齿现象和与面心立方合金(5.4.2.1 节)类似的扩展变形区。因此，它们通常借助于扩散效应进行讨论。从锯齿现象中推导出的激活能是置换式原子在 Fe 中扩散激活能的一半。退火实验得出的结果与空位假设为高扩散率的原因相矛盾(Cuddy 和 Leslie，1972)。

5.5.3 间隙式原子对体心立方晶体的固溶强化和软化

至今，对间隙原子固溶硬化的可信研究很少，因为从体心立方晶体中消除所有不希望的微量元素(C，N，O，H)是非常困难的。图 5-22b 中的例子显示出，加入相对少量的间隙原子就会产生大的强化效应，这里由于它们四方畸变的结果(5.2.2.1 节)。

$T>T_k$(CRSS)时，第一阶段的加工硬化速率以及它的长度均随溶质浓度的增加而增加，而此时的最大加工硬化速率 θ_1 却下降。对一组滑移线的研究显示，伴随着沿着近似最大剪切应力晶面上的择优单滑移的粗滑移的趋势将增加。

$T<T_k$ 时，固溶软化叠加在固溶硬化效应上，这与置换式合金中现象相似，但此作用小些。这只有在低温区起始材料非常纯时才明显。最近有关高纯和添加元素后的晶体的实验[如 FeC：Quesnel 等，(1975)；FeN：Maeda 和 Sakamoto(1976)；Diehl 等，(1976)]证实了合金软化本征效应的存在(5.5.4 节)，同时在一些体系中叠加上了外加"净化"作用(如在合金添加剂与杂质之间发生化学交互作用而形成低强化作用的化合物。见 Pink 和 Arsenault，1979)。在这一关系中，显示出三种定性软化的类似特征，这三种软化是：由于化学作用(加 N 的 Fe)的软化，由于中子辐射和纯 α-Fe 退火而产生的第一阶段缺陷软化和第三阶段缺陷软化(Brunner 和 Diehl，1984)。另外，通过在 100—180K 温度范围对 FeC 的 TEM 原位观察(Kubin 和 Louchef，1979)进一步证实了螺型位错上的本征固溶软化效应，这在微观尺度上直接显示了固溶软化效应。根据分析，双扭折在 150K 时的激活能从 0.4 降为 0.27eV。

在足够的高温场合，在间隙合金中也发生扩散效应(Baird，1972)。在钒(V)中，由

PLC 效应起始的临界条件所确定的激活能(Yoshinaga 等,1971)与 O 和 C 在 V 中的扩散激活能相当吻合。

• p. 238 •

5.5.4 体心立方晶体中的固溶强化和软化模型

Seeger(1984)建立的双扭折沿螺型位错的形成和扩展模型,在描述纯体心立方晶体中在 $T_k/2<T<T_k$ 范围内 CRSS 与温度和应变速率依赖关系的详情被证明是非常成功的。因而,由于溶质效应是由与在扭折形核及扩展过程中的溶质-扭折交互作用而产生的[见 5.2.2.2 节(2)],扭折形核和扩展的每一个过程都可成为速率控制过程。在非常低的浓度场合,扭折对的形成将不受明显的阻碍,溶质甚至可以依靠其应变场而帮助扭折对形核,从而导致本征固溶软化。在更浓的固溶体中,如 $c>0.1$at. %(Hirth 和 Lothe,1968),由于溶质原子应变场的叠加作用,情况变得复杂起来。

扭折沿位错扩展被溶质阻碍的程度非常轻微,因为交互作用能估计在 0.01—0.1eV 范围(Takeuchi,1968,1969)。然而,从统计学角度看这种交互作用却产生重要的硬化效应。从 Nabarro(1985a)的简单讨论中估算可以得到下列关系式:

$$b^2\tau \propto \frac{cE_w^2}{a_k kT} \tag{5-26}$$

式中,E_w 为溶质原子与位错之间的交互作用能,a_k 为扭折高度。对位错运动阻力的进一步贡献可能由于螺型位错中的扭折对可能在三个不同的{110}晶面上形成。因而,当不同晶面上的扭折彼此相遇时,在扭折运动平均自由路程的两倍外将独立地形成一个固定(Sessile)割阶。根据它们的可动性,这一贡献将达到总流变应力的 0.08—0.4(Suzuki,1979)。

Suzuki(1971,1979,1984)建立的详细理论,解释了 5.5.1 到 5.5.3 节中提到的体心立方合金塑性的所有特殊性。Hattendorf 和 Buchner(1990,1992)最近核对了上述理论,并改进了置换式原子强化的 Suzuki 近似法。他们发现从文献中获得的有关 FeSi,FeMo 和 FeGe 的数据与实验比较吻合。FeP 却与观察结果不一致,这是因为 P 原子成对或三个一组地存在而成为有效障碍的结果,这种现象已被 Mößbauer 谱证实(Hattendorf,1986)(请参照 5.3.3.1 节中面心立方合金的反常情况)。分析得出的交互作用能,对于 FeSi,-Mo 和 -Ge 合金为 $E_w\approx0.1$eV,对于 FeP 则为 $E_w\approx0.34$eV。

Suzuki(1979,1984)指出了这一理论在间隙原子硬化中的应用所需改进之处,Pink 和 Arsenault(1979)也有这方面的综述文章。

5.6 非金属体系中的固溶作用

简单非金属晶体固溶体,不仅因为容易制备和控制成非常完善的晶体而使其作为位错理论的极佳实验体系,而且还在许多应用中受到重视。下面我们将考虑这些体系中固溶体力学性能的几个方面,在这里位错与溶质的交互作用是非常重要的,特别是又存在着电子交互作用[5.2.1 节(5),5.2.2.2 节(3,4)][见 Haasen 关于碱金属卤化物的综述(1985);Hirsch 关于半导体的综述(1985);Nadgornyi 的最近综合综述(1989)]。

• p. 239 •

5.6.1 碱金属卤化物结构体系

5.6.1.1 稀固溶体($c<1000\times10^{-6}$)

虽然 NaCl 单晶体在室温以下具有相当的韧性,NaCl 多晶体却在某一温度显示一个韧性-脆性的转变行为,韧-脆转变温度取决于应变速率[如在室温只有 $\dot{\varepsilon}<10^{-12}s^{-1}$时塑性才有可能,见 Haasen(1985)]。这一转变只轻微地依赖于稀固溶体的溶质含量。它被认为是由于断裂应力低于激活多晶晶粒内所有滑移系的应力,即使相邻晶粒产生协调变形所必须的应力的结果(Skrotzki 等,1981)。随着溶质含量增加到大约 1000ppm,由于它对交滑移的影响(Vladimirov 和 Kusov,1978;Tokii,1979),将产生从"均匀的"波动滑移向非均匀局部滑移的过渡(Bengus 和 Kovalenko,1979)并导致在位错塞集处的应力集中,从而对于相同应变速率来讲韧性-脆性转变将发生在更高一些的温度场合。

已经确认,在碱金属卤化物中发生的滑移具有两个不同的滑移系,即在低 Peierls 应力时为{110}[110],而在高 Peierls 应力时则为{001}[110]。CRSS 值 τ_0 的区别(图 5-25)依赖于各组元的离子性。在低温时双扭折形成和扩展控制 CRSS 的大小。相应地,在低温、低浓度时观察到了软化现象(Sakamoto,1984),(见 5.5.2 节),在极低温时,发现了惯性效应(Suzuki 和 Koizumi,1985)和量子效应(Fomenko 等,1987)[见 5.2.3.2 节(4)和 5.3.3.2 节]。

如果溶质原子的价电子与基体原子不一致,那么溶质原子有与空位形成偶极子复合体的趋势[5.2.2.2 节(3)]。所产生的带有四方畸变的金属离子-空位偶极子对将提供与位错的有效交互作用,而且使得在离子晶体中携带有效电荷。例如,对于带有二价杂质的各种碱金属卤化物,估计最大交互作用力(Haasen,1985)在(6—10)$\times10^{-10}$N 范围(见 5.2.2 节)。因而在从低温到中温的临界分切应力值宽范围是以单位错与偶极子复合物的交互作用为特征的。随着温度的进一步增加,这些障碍变为可动,而且它们会根据 Snoek-Schoeck 交互作用[5.2.2.1 节(1,ii)]而趋向于在位错的畸变场内重新取向,导致了 CRSS 随温度变化关系的一个扩展平台区。在更高一些温度场合,由于偶极子的易开动性,仅保持了与林位错的交互作用,因而 τ_0 快速下降。

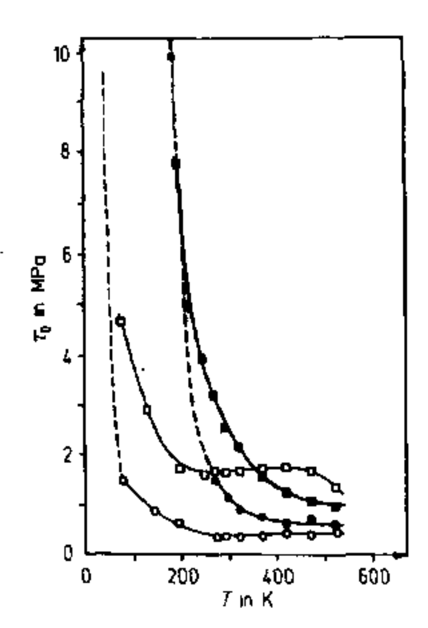


图 5-25 添加和未添加掺杂物的 KCl 单晶体 CRSS 与温度的关系。(○,□){110}滑移面,(●,■){100}滑移面,空心符号:未添加掺杂物;实心符号:添加了 $56\times10^{-6}Sr^{2+}$(Haasen,1985)

• p. 240 •

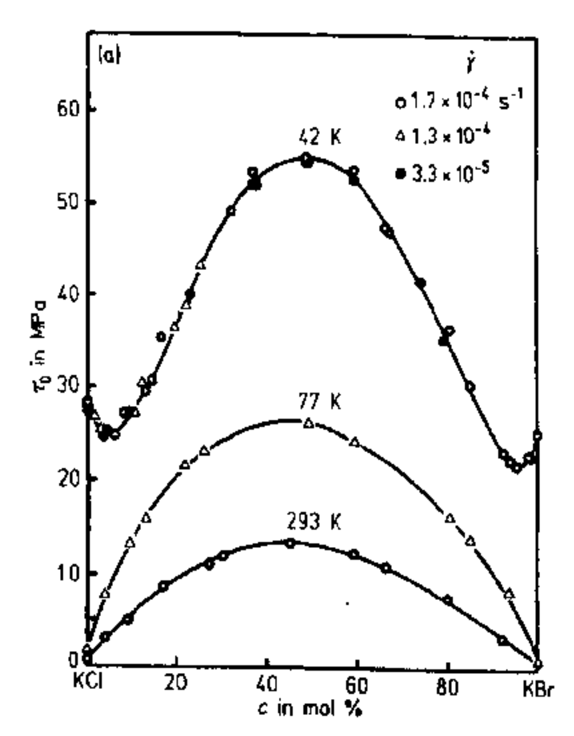
因而,如图 5-25 中所看到的那样,CRSS 与温度的关系和在面心立方和体心立方金属合金中(5.3,5.4 和 5.5 节)观察到 CRSS 对温度的变化趋势十分类似,即,具有类似的三阶段加工硬化曲线(Bengus 等,1966)和在滑移带上的滑移局域化(Komnik 等,1967)。通过对带电位错运动所产生电噪音的测试(Bengus,1984),最

近在碱金属卤化物中确立了位错滑移的协同属性。与金属合金的一个重要区别是在碱金属卤化物中存在着高密度的变形导致的点缺陷。它是带电割阶拖曳的结果(Gilman,1962;Appel 等,1977),也是明显交滑移活动的结果,这可以从宽滑移带的精细结构中辨认(Smirnov,1969;Bengus 和 Kovalenko,1977)。这也被归因于高堆垛层错能(Haasen,1985)。

最近采用 Blaha 效应所进行的研究(Ohgaku 和 Takeuchi,1989,1990)成功地把有效应力从总应力中分离出来,并成功地区分了两种障碍(林位错和四方缺陷)的不同作用。最近,Vesna 等(1990)指出 NaCl 中的螺型位错在晶体表面和内部具有不同的时效行为。

5.6.1.2 浓固溶体

现在开始讨论浓合金的变形情况,事实上它是两种碱金属卤化物,如 KCl 和 KBr,在整个成分范围的混合物。Sakamoto 和 Yamada(1980)对这一体系进行了 1.6~923K 温度范围的研究。他们通过对一位错的 glissile 运动的计算机模拟解释了他们的实验结果,此时他们假设 Cl^- 和 Br^- 离子都具有尺寸效应,并沿位错路径上加一个周期变化的 Peierls 应力。



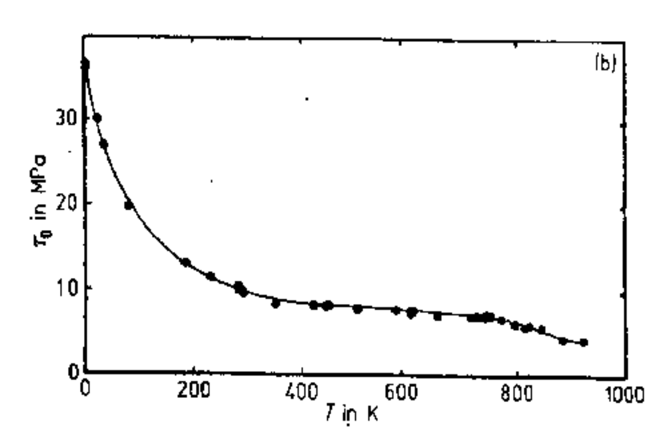


图 5-26 (a)各种 KCl KBr 固溶晶体在图中所指出的变形速率及 $T=4.2$,77 和 293K 条件下压缩变形的 CRSS 与浓度的关系。注意:在 KCl 或 KBr 的低浓度区的最低温度有固溶软化效应。(Kataoka 等,1978);(b)KCl-17mol%KBr 单晶体以 $\dot{\varepsilon}=8.3\times10^{-4}s^{-1}$ 变形时的 CRSS 与温度的关系(Sakamoto,1987)

图 5-26(a)给出了 CRSS 与浓度和温度的变化关系,指出了 4.2K 曲线在低浓度时的溶质软化效应(Sakamoto,1984)。应力-应变曲线在中温到高温显示了 PLC 效应,在较低温度及更高温度则显示了一个平滑过程。模型计算(Sakamoto,1986,1987)得到了阻尼应力与位错速率比的最大值,这很好解释了具有平台区的 $\tau_0(T)$ 行为[图 5-26(b)]。

计算和热激活分析(Kataoka 等,1978)指出了刃型位错运动的速率控制作用,位错运动是通过双

扭折的产生和在由于合金浓度起伏而产生随机分布的障碍中扩展而实现的。在低和高 c_{Br} 值处观察到的固溶软化效应（图 5-26a）归因于（Sakamoto，1984）溶质原子促进了越过 Peierls 障碍的（见 5.5.2 节）（这里是指在刃型位错上）双扭折的形成。在浓 KCl-KBr 单晶体中（Kataoka 等，1989）$T<15K$ 时，发现了偏离 Arrhenius 行为的现象，这是由于溶质原子的随机分布而产生了激活自由焓波动的结果。

• p. 241 •

总之，尽管碱金属卤化物具有重要特殊性，但有关它的实验结果与面心立方和体心立方合金所观察到的非常相似。因而碱金属卤化物为详细研究固溶强化提供了一个非常适合的模型体系这一观点是正确的。

5.6.2 金刚石立方结构体系

对金刚石立方结构材料的实际兴趣主要集中在半导体 Ge 和 Si 及半导体化合物上。在我们的固溶体范围中，将主要考虑添加掺杂物后的简单半导体的一些特点，特别是有关位错行为及力学性能的讨论。

虽然，在室温这些材料是脆性的，面在 $T>T_m/2$ 时却具有相当的塑性。详细资料请参考 Alexander 和 Haasen（1968），Labusch 和 Schroter（1980）以及 Hirsch（1985）的综述文章，在这些文献中汇集了关于位错类型（滑移和慢移）、位错核心处键的重构、以及位错对电子能水平的作用等方面的资料。我们刚好注意到现在已经确定{111}晶面上的 glissile 位错会分解的；位错核心趋向于重构以避免 30°分量（也可能是 90°，但不太可能 60°）的悬挂键（Alexander，1984；Alexander 等，1985）。在这些情况下，位错运动当然受高 Peierls 势垒的控制，至少在相对低的温度时如此，因而双扭折在这两个分量上的形成及扩展是最重要的。扭折能够重构或与悬挂键相联系，并可能转变为后者，扭折沿位错的运动受到相当大的第二 Peierls 势垒的阻碍。

• p. 242 •

需要获得材料所要求的电子性能的掺杂物，特别地要与位错发生交互作用。如 5.2.2.2(4)节中所指出的那样电子效应[Fermi 标准的变化、位错或扭折状态的变化，见 Hirsch(1979，1980，1985)]以不同方式影响位错的可动性：如在 Ge 和 Si 中加入 V 族元素（P，As）在给定应力和温度情况下将增加位错运动速率，而加入 Ⅲ 族元素（Al，Ga）将降低位错运动速度（如 Patel 和 Chaudhari，1966；George 和 Champier，1979）。因此，屈服应力和蠕变行为将受到不同掺杂物的不同影响。上限屈服应力强烈地依赖于位错形成和增殖（见 Alexander 和 Haasen，1968），下限屈服应力代表了掺杂物对位错可动性的影响。在大约 500℃，n 型 Si 中掺杂物材料的作用与本体材料的作用比率大约为 0.3，也就是由于电子效应而产生了很大软化（Rabier 等，1983）。这些相当惊人的效应也导致了压痕硬度和断裂方式的变化（Roberts 等，1983）。Nadgornyi（1989）给出了关于位错速度的实验结果（Louchet 和 George，1983）以及对位错运动的混合扭折-障碍模式的解释的详细综述。

不均匀变形的趋势随着掺杂物浓度的增加而增加这一事实证实了这种材料与 5.4 和 5.5 节中所讨论的材料明显类似。例如，Siethoff（1969，1973）在大量加 P 的 Si 中观察到了两种 Luders 带的形成和扩展：K 型带的前沿垂直于原始柏氏矢量（伴随着 PLC 效应，见 5.2.4.2 和 5.3.3.3 节），G 型带前沿平行于原始滑移而（无锯齿变化现象）。这些观察结

果显示，对 Peierls 势除了考虑非局部的掺杂物作用外，还要考虑高掺杂物材料中的局部固溶作用。对于纯的和添加掺杂物的 Si 来说，变形曲线很相似，就象那些纯的和合金化后的面心立方金属一样(图 5-27)，这也证实了上述观点。

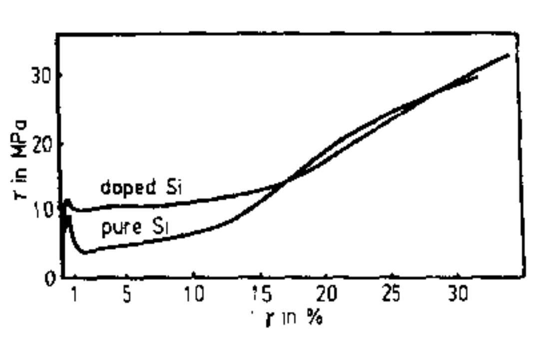


图 5-27 纯的和加入掺杂物的 Si 单晶($n=10^{20}$P 原子·cm^{-3})应力-应变曲线。在 1000℃以 $\dot{\gamma}=2.4\times10^{-4}s^{-1}$ 剪切应变率压缩变形(Siethoff，1969)

5.7 致　　谢

作者感谢 I. Benzel 女士在图片制作方面给予的无私帮助，感谢 D. Brunner 博士和 MPI für Mettallforschung 在 Stuttgart 所提供的关于固溶软化工作的信息。我们许多同事这些年的大量细心工作也被引入这一综述中。我们的工作不断地得到 Deutshe Forschungsgemeinschaft 的支持，现在又在 Sonderforschungsbereich SFB319 计划之内，对此我们都表示感谢。

5.8 参考文献

Ackland, G. J., Vitek, V. (1990), *Phil. Mag. B 62*, 149–158.

Ahmadieh, A., Mitchell, J., Dorn, J. E. (1965), *Trans. AIME 233*, 1130–1138.

Akhtar, A., Teghtsoonian, E. (1968), *Trans. JIM 9*, 669–671.

Akhtar, A., Teghtsoonian, E. (1969), *Acta Metall. 17*, 1339–1349, 1351–1356.

Alexander, H. (1984), in: *Dislocations 1984*: Veyssière, P., Kubin, L. P., Castaing, J. (Eds.). Paris: Ed. CRNS, pp. 283–302.

Alexander, H., Haasen, P. (1968), *Solid State Phys. 22*, 27–158.

Alexander, H., Gottschalk, H., Kiesielowski-Kemmerich, C. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 337–342.

Alshits, V. I., Indenbom, V.L. (1986), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 7: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 43–111.

Altintas, S., Morris Jr., J. W. (1986), *Acta Metall. 34*, 801–807, 809–816.

Ambrosi, P., Göttler, E., Schwink, C. (1974), *Scri. Metall. 18*, 1093–1098.

Ananthakrishna, G., Sahoo, D. (1981), *J. Phys. D 14: Appl. Phys.*, 2081–2090.

Ananthakrishna, G., Valsakumar, M. C. (1983), *Phys. Lett. 95A*, 69–71.

Aono, Y., Kitajima, K., Kuramoto, E. (1981), *Scri. Metall. 15*, 275–279.

Appel, F., Bethge, H., Messerschmidt, U. (1977), *Phys. Stat. Sol. (A) 42*, 61–71.

Argon, A. S. (1972), *Phil. Mag. 25*, 1053–1072.

Arkan, O. B., Neuhäuser, H. (1987 a), *Phys. Stat. Sol. (A) 99*, 385–397.

Arkan, O. B., Neuhäuser, H. (1987 b), *Phys. Stat. Sol. (A) 100*, 441–451.

Arsenault, R. J., Cadman, T. W. (1974), *Phys. Stat. Sol. (A) 24*, 299–304.

Arsenault, R. J., Cadman, T. W. (1978), *Scri. Metall. 12*, 633–637.

Arsenault, R. J., Li, S. (1989), *Metall. Trans. 20A*, 1429–1436.

Arsenault, R. J., Patu, S. Esterling, D. M. (1989), *Metall. Trans. 20A*, 1411–1418, 1419–1429.

Atkinson, A., LeClaire, A. D. (1984), in: *Dislocations 1984*: Veyssière, P., Kubin, L., Castaing, J. (Eds.). Paris: Ed. CNRS, pp. 253–266.

Baird, J. D (1972), in: *The Inhomogeneity of Plastic Deformation*: Reed-Hill, R. E. (Ed.). Metals Park, Columbus, OH: Amer. Soc. Metals, pp. 191–222.

Balik, J., Lukáč, P. (1989), *Czech. J. Phys. B 39*, 447–457.

Balluffi, R. W., Granato, A.V. (1984), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 1–133.

Bapna, M. S., Parameswaran, V. R. (1980), *J. Appl. Phys. 51*, 3188–3193.

Barnett, D. M., Nix, W. D. (1973), *Acta Metall. 21*, 1157–1168.

Barnett, D. M., Oliver, W. C., Nix, W. D. (1982), *Acta Metall. 30*, 673–678.

Basinski, Z. S. (1960), *Austral. J. Phys. 13*, 354–358.

Basinski, Z. S., Foxall, R.A., Pascual, R. (1972), *Scri. Metall. 6*, 807–814.

Behringer, R. E. (1958), *J. Chem. Phys. 29*, 537–539.

Bengus, V. Z. (1984), *Cryst. Res. Techn. 19*, 757–761.

Bengus, V. Z., Kovalenko, T. P. (1977), *Phys. Stat. Sol. (A) 44*, 457–465.

Bengus, V. Z., Kovalenko, T. P. (1979), *Phys. Stat. Sol. (A) 56*, 473–480.

Bengus, V. Z., Komnik, S. N., Shtitelman, O. B. (1966), *Phys. Stat. Sol. 14*, 215–222.

Bengus, V. Z., Kovalenko, T. P., Tabachnikova, E. D. (1984), *Sov. Phys. J. 27*, 493–498.

Brandt, E. H. (1986), *Phys. Rev. Lett. 56*, 1381–1384.

Brindley, B. J., Worthington, P.J. (1970), *Metall. Rev. 15*, 101–114.

Brunner, D., Diehl, J. (1985), in: *Strength of Metals and Alloys*: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Toronto: Pergamon, pp. 391–396.

Brunner, D., Diehl, J. (1991 a), *Phys. Stat. Sol. (A) 124*, 155–170, 455–464.

Brunner, D., Diehl, J. (1991 b), *Phys. Stat. Sol. (A) 125*, 203–216.

Büchner, A. R., Pitsch, W. (1985), *Z. Metallk. 76*, 651–656.

Butt, M. Z., Feltham, P. (1978), *Acta Metall. 26*, 167–173.

Butt, M. Z., Feltham, P., Ghauri, I. M. (1986), *J. Mater. Sci. 21*, 2664–2666.

Caisso, J. (1959), *Mem. Sc. Rev. Metall. 56*, 237.

Carter, C. B., Ray, I. L. F. (1977), *Phil. Mag. 35*, 189–200.

Časeres, C. H., Rodriguez, A. H. (1987), *Acta Metall. 35*, 2851–2864.

Charsley, P., Desvaux, M. P. E. (1969), *Phys. Stat. Sol. 34*, 665–676

Chmelik, P., Trojanova, Z., Lukač, P., Prevorovsky, Z. (1992), *J. Mater. Sci. Lett. 11*, 91–93.

Chihab, K., Estrin, Y., Kubin, L. P., Vergnol, J. (1987), *Scri. Metall. 21*, 203–208.

Clement, N., Caillard, D., Martin, J. L. (1984), *Acta Metall. 32*, 961–975.

Cottrell, A. H., Bilby, B. A. (1949), *Proc. Phys. Soc. Lond. A 62*, 49–62.

Coujou, A. (1983 a), *Acta Metall. 31*, 1505–1515.

Coujou, A. (1983 b), *Scri. Metall. 17*, 485–490.

Cuddy, L. D., Leslie, W.C. (1972), *Acta Metall. 20*, 1157–1167.

Demirskii, V. V., Komnik, S. N. (1982), *Acta Metall. 30*, 2227–2232.

den Otter, G. J., Vetter, R. (1978), *Phys. Stat. Sol. (A) 50*, 529–536.

den Otter, G. J., van den Beukel, A. (1979), *Phys. Stat. Sol. (A) 55*, 785–792.
Diehl, J., Seidel, G. P., Niemann, L. (1965), *Phys. Stat. Sol. 12*, 405–419
Diehl, J., Schreiner, M., Staiger, S., Zwiesele, S. (1976) *Scri. Metall. 10*, 949–953.
Diehl, L., Springer, F., Schwink, C. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*: Kettunen, P.O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 313–318.
Duesbery, M S. (1984), in: *Dislocations 1984*: Veyssière, P., Kubin, L. P., Castaing, J. (Eds.) Paris: Ed. CNRS, pp. 131–140.
Endo, T., Shimada, S., Langdon, T.G. (1984), *Acta Metall. 32*, 1991–1999.
Engelke, C., Krüger, P., Neuhäuser, H. (1992a), *Scri. Metall. 27*, 371–376.
Engelke, C., Plessing, J., Neuhäuser, H. (1992b), to be publ. in *Mat. Sci. Eng.*
Essmann, U., Rapp, M. (1973), *Acta Metall. 21*, 1305–1318.
Estrin, Y., Kubin, L.P. (1986), *Acta Metall. 34*, 2455–2464.
Estrin, Y., Kubin, L.P. (1988), *Res Mechanica 23*, 197–221.
Estrin, Y., McCormick, P.G. (1991), *Acta Metall. Mater. 39*, 2977–2983.
Estrin, Y., Tangri, K. (1981), *Scri. Metall. 15*, 1323–1328.
Estrin, Y., Ling, C. P., McCormick, P. G. (1991), *Acta Metall. Mater. 39*, 2943–2949.
Falk, J., Büchner, A. R. (1990), *Z. Metallk. 81*, 55–62.
Fellner, M., Hamersky, M., Pink, E. (1991), *Mat. Sci. Eng. A 136*, 157–161.
Feltham, P. (1968), *Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D) 1*, 303–308.
Feltham, P. (1976), *Rev. Def. Beh. Mater. 1*, 1–30.
Feltham, P., Kausar, N. (1990), *Phys. Stat. Sol. (A) 117*, 135–140.
Fleischer, R. L. (1964), in: *Strengthening of Metals*: Peckner, D. (Ed.). New York: Reinhold, p. 93.
Flor, H., Neuhäuser, H. (1980), *Acta Metall. 28*, 939–948.
Flor, H., Neuhäuser, H. (1982), *Res Mechanica 5*, 101–127.
Fomenko, L. S., Kaufmann, H.-J., Lubenets, S. V., Natsik, V. D., Pustovalov, V. V., Shumilin, S. E. (1975), *Phys. Stat. Sol. (A) 104*, K7–11.
Frank, W. (1967a), *Z. Naturf. 22a*, 365–367, 377–387.
Frank, W. (1967b), *Phys. Stat. Sol. 19*, 239–250.
Frank, W. (1968), *Phys. Stat. Sol. 26*, 197–206.
Freyen, S., Herring, C. (1981), *J. Appl. Phys. 52*, 7165–7173.
Friedel, J. (1964), *Dislocations*. Oxford: Pergamon Press.
Friedrichs, J., Haasen, P. (1981), *Z. Metallk. 72*, 102–104.
Fujita, H., Mori, H., Inui, H. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 295–298.
Galligan, J. M., Haasen, P. (1986), *Scri. Metall. 20*, 1621–1624.
Galligan, J. M., Goldman, P. D., Motowidlo, L., Pellegrino, J. (1986), *J. Appl. Phys. 59*, 3447–3455.
George, A., Champier, G. (1979), *Phys. Stat. Sol. (A) 53*, 529–540.
Gerold, V., Karnthaler, H. P. (1989), *Acta Metall. 37*, 2177–2183.
Gilman, J J. (1962), *J. Appl. Phys. 33*, 2703–2709.
Gilman, J. J. (1969), *Micromechanics of Plastic Flow*. New York: McGraw-Hill.
Gleiter, H. (1968), *Acta Metall. 16*, 857–862.
Golovin, Y. I., Orlov, V.I. (1988), *Sov. Phys. Sol. St. 30*, 1432–1434.
Göttler, E. (1973), *Phil. Mag. 28*, 1057–1076.
Granato, A. V. (1971), *Phys. Rev. B4*, 2196–2201.
Granato, A V., Lücke, K., Schlipf, J., Teutonico, L. J. (1964), *J. Appl. Phys. 35*, 2732–2745.
Gryziecki, J. (1988), *Z. Metallk. 79*, 513–518.
Gypen, L. A., Deruyttere, A. (1981), *Scri. Metall. 15*, 815–820.
Haasen, P. (1965), in: *Alloying Behavior and Effects in Concentrated Solid Solutions*: Massalski, T.B. (Ed.). New York: Gordon and Breach, pp. 270–294.
Haasen, P. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 155–189.
Haasen, P. (1983), in: *Physical Metallurgy*: Cahn, R. W., Haasen, P. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, pp. 1341–1409.
Haasen, P. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 312–332.
Hamersky, M., Lukáč, P., Trojanova, Z. (1990), *Met. Mater. 28*, 217–221.
Hampel, A., Schülke, M., Neuhäuser, H. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*: Kettunen, P.O., Lepistö, T K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 349–354.
Hasegawa, T., Kocks, U.F. (1979), *Acta Metall. 27*, 1705–1716.
Hansen, N., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 141–161.
Hanson, K., Morris Jr., J. W. (1975), *J. Appl. Phys. 46*, 983–990, 2378–2383.
Hattendorf, H. (1986), Ph. D. Thesis, T.H. Aachen.
Hattendorf, H., Büchner, A. R (1990), *Z. Metallk. 81*, 739–748.
Hattendorf, H., Büchner, A. R. (1992), *Z. Metallk.*, in press.
Hazzledine, P. M. (1968), *Sympos. Interaction between Dislocations and Point Defects*. Harwell: *HMSO Publ. No. R 5944*, pp. 723–749.

Hazzledine, P. M., Karnthaler, H. P., Wintner, E. (1975), *Phil. Mag. 32*, 81–97.

Heege, R., Neuhäuser, H. (1973), unpublished.

Heinrichs, H., Neuhaus, R., Schwink, C. (1992), *Phys. Stat. Sol. (A) 131*, 299–309.

Henshall, G. A., Miller, A. K. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 2105–2115, 2117–2128.

Hilscher, A., Wilkens, M. (1989), *Scripta Metall. 23*, 785–788.

Hilzinger, H.-R. (1977), *Phil. Mag. 36*, 225–234.

Hirsch, P. B. (1979), *J. de Phys. 40, Suppl. 6*, C6–27–32.

Hirsch, P. B. (1980), *J. Microscopy 118*, 3–12.

Hirsch, P. B. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 333–348.

Hirth, J. P., Lothe, J. (1968), *Theory of Dislocations*. New York: McGraw-Hill.

Hong, S. I. (1984), *Scri. Metall. 18*, 1351–1353.

Hong, S. I. (1985), *Mater. Sci Eng. 76*, 77–81.

Hong, S. I., Laird, C. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 1581–1594.

Hopkin, L. M. T., Pursey, H., Markham, M. F. (1970), *Z. Metallk. 61*, 535–540.

Isaac, R. D., Granato, A. V. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 493–498.

Isaac, R. D., Granato, A. V. (1988), *Phys. Rev. B 37*, 9278–9285.

Isaac, R. D., Schwarz, R. B., Granato, A. V. (1978), *Phys. Rev. B 18*, 4143–4150.

Jackson, P. J. (1985), *Progr. Mat. Sci. 29*, 139–175.

Jackson, P. J., Nathanson, P. D. K. (1978), *S. Afr. J. Phys. 1*, 7–21.

Jackson, P. J., Nixon, W. E., Mitchell, J. W. (1977), *Scri. Metall. 11*, 665–667.

Kalk, A., Schwink, C. (1992), *Phys. Stat. Sol. (B) 172*, 133–144.

Kalk, A., Schwink, C., Springer, F. (1993), *Mater. Sci. Eng. A*, submitted.

Kamada, K., Yoshizawa, I. (1971), *J. Phys. Soc. Japan 31*, 1056–1068.

Kaneda, T. (1970), *J. Phys. Soc. Japan 28*, 1205–1211.

Karnthaler, H. P., Schügerl, B. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 205–210.

Kataoka, T., Uematsu, T., Yamada, T. (1978), *Japan. J. Appl. Phys 17*, 271–277.

Kataoka, T., Sumida, T., Azuma, K., Yamada, T. (1989), *Japan. J. Appl. Phys. 28*, 1221–1225.

Kleintges, M., Haasen, P. (1980), *Scri. Metall. 14*, 993–997, 999–1003.

Kleiser, T., Boček, M. (1986), *Z. Metallk. 77*, 582–587.

Kocks, U.F. (1980), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.) Oxford: Pergamon, pp. 1661–1680.

Kocks, U. F., Mecking, H. (1981), in: *Dislocation Modelling of Physical Problems*: Ashby, M. F., Bullough, R., Hartley, C. S., Hirth, J. P. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 173–192.

Kocks, U. F. (1981), *Progr. Mat. Sci., Chalmers Anniv. Vol.*, pp. 185–241.

Kocks, U. F. (1985a), *Metall. Trans. A 116*, 2109–2129.

Kocks, U. F: (1985b), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 125–143.

Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Progr. Mat. Sci. 19*, 1–278.

Kocks, U. F., Cook, R. E., Mulford, R. A. (1985), *Acta Metall. 33*, 623–638.

Koeppen, B., Neuhäuser, H. (1989), unpublished.

Komnik, S. N., Demirskii, V. V. (1981), *Czech. J. Phys. B. 31*, 187–191.

Komnik, S. N., Bengus, V. Z., Lyak, E. D. (1967), *Phys. Stat. Sol. 19*, 533–541.

Koppenaal, T. J., Fine, M. E. (1961), *Trans. AIME 221*, 1178–1185.

Koppenaal, T. J., Fine, M. E. (1962), *Trans. AIME 224*, 347–353.

Korbel, A., Dybiec, H. (1981), *Acta Metall. 29*, 89–93.

Korbel, A., Szczerba, M. (1988), *Scri. Metall. 22*, 1425–1431.

Korbel, A., Zasadzinski, J., Sieklucka, Z. (1976), *Acta Metall. 24*, 919–923.

Kosevich, A. M., Natsik, V. D. (1967), *Sov. Phys. JETP 24*, 810–817.

Kosevich, A. M., Natsik, V. D. (1968), *Sov. Phys. Sol. St. 10*, 1220–1221.

Kostorz, G. (1973), *Phys. Stat. Sol. (B) 58*, 9–42.

Kostorz, G., Haasen, P. (1969), *Z. Metallk. 60*, 26–28.

Kratochvil, P., Lukáč, P., Sprušil, B. (1973), *Czech. J. Phys. B 23*, 621–626.

Kubin, L. P., Estrin, Y. (1985), *Acta Metall. 33*, 397–407

Kubin, L. P., Estrin, Y. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 697–708.

Kubin, L. P., Estrin, Y. (1992), *Phys. Stat. Sol. (B) 172*, 173–187.

Kubin, L. P., Estrin, Y., Perrier, C. (1992), *Acta Metall. Mater. 40*, 1037–1045.

Kubin, L. P., Louchet, F. (1979), *Acta Metall. 27*, 337–342.

Kubin, L. P., Spiesser, P., Estrin, Y. (1982), *Acta Metall. 30*, 385–394.

Kubin, L. P., Chihab, K., Estrin, Y. (1988), *Acta Metall. 36*, 2707–2718.

Kurishita, H., Yoshinaga, H., Nakashima, H. (1989), *Acta Met. 37*, 499–505.

Labusch, R. (1970), *Phys. Stat. Sol. 41*, 659–669.

Labusch, R. (1972), *Acta Metall. 20*, 917–927.

Labusch, R. (1977), *J. Appl. Phys. 48*, 4550–4556.

Labusch, R. (1984), *Cryst. Res. Techn. 19*, 315–324.

Labusch, R. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 474–481.

Labusch, R., Schröter, W. (1980), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 5: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 127–191.

Labusch, R., Schwarz, R. B. (1992), in: *Proc. 9. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys*: Brandon, D. G., Chaim, R., Rosen, A. (Eds.). London: Freund Publ. House, pp. 47–68.

Labusch, R., Grange, G., Ahearn, J., Haasen, P. (1975), in: *Rate Processes in Plastic Deformation of Materials*: Li, J. C. M., Mukherjee, A. K. (Eds.). Metals Park, Columbus, OH: Amer. Soc. Metals, pp. 26–46.

Landau, A. I. (1975), *Phys. Stat. Sol. (A) 30*, 659–669.

Landau, A. I. (1983), *Phys. Stat. Sol. (A) 76*, 207–216.

Landau, A. I. (1980), *Phys. Stat. Sol. (A) 61*, 555–563.

Landau, A. I. (1981), *Phys. Stat. Sol. (A) 65*, 119 125, 415–423.

Langdon, T. G. (1983), in: *Strength of Metals and Alloys*: Gifkins, R.C. (Ed.). Oxford: Pergamon, pp. 1105–1120

Langdon, T. G. (1991), *Mat. Sci. Eng. A 137*, 1–12.

Leibfried, G. (1957), in: *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*: Fisher, J. C., Johnston, W. G. (Eds.). New York: Wiley, pp. 495–500.

Ling, C. P., McCormick. P. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 2631–2635.

Louat, N. (1978), *Acta Metall. 26*, 1597-1604.

Louat, N. (1981), *Scri. Metall. 15*, 1167–1170.

Louchet, F., George, A. (1983), *J. de Phys. 44*, C4-51–60.

Lücke, K., Mecking, H. (1972), in: *The Inhomogeneity of Plastic Deformation*: Reed-Hill, R. E. (Ed.). Metals Park, Columbus, OH: Amer. Soc. Metals, pp. 223–250.

Luft, A. (1991), *Progr. Mat. Sci. 35*, 91–204.

Lukáč, P. (1981), *Czech. J. Phys. B 31*, 135–141.

Lukác, P. (1992), *Phys. Stat. Sol. (A) 131*, 377–391.

Lukáč, P., Stulikova, I. (1974), *Czech. J. Phys. B 24*, 648–653.

Lukáč, P., Trojanova, Z. (1979), *Phys. Stat. Sol. (A) 53*, K143–145.

Maeda, K., Sakamoto, K. (1976), *Scri. Metall. 10*, 147–152.

Malek, P. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 406–408.

Malek, P., Lukáč, P., Suchanek, J. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 557–572.

Malygin, G.A. (1982), *Phys. Stat. Sol. (A) 72*, 493–501.

Masudo-Jindo, K., Terakura, K. (1989), *Phys. Rev. 39*, 7509–7516.

Mayer, M., Vöhringer, O., Macherauch, E. (1978), *Phys. Stat. Sol. (A) 49*, 473–482.

McCormick, P. (1972), *Acta Metall. 20*, 351–354.

McCormick, P. (1974), *Acta Metall. 22*, 489–493.

McCormick, P. (1988), *Acta Metall. 36*, 3061–3067.

McCormick, P. G., Estrin, Y. (1989), *Scripta Metall. 23*, 1231-1234.

McQueen, H. J., Evangelista, E. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 359-372.

Mikulowski, B., Korbel, A. (1982), *Scri. Metall. 16*, 1219–1223.

Mikulowski, B., Wielke, B. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 453–456.

Mikulowski, B., Wielke, B., Kirchner, H. O. K. (1982), *Acta Metall. 30*, 633–639.

Mitchell, T. E., Raffo, P. L. (1967), *Canad. J. Phys. 45*, 1047–1062.

Mitchell, J. W., Chevrier, C. J., Hockey, B. J., Monaghan Jr., J. P. (1967), *Canad. J. Phys. 45*, 453–479.

Miura, S., Haerian, A., Hashimoto, S. (1987), *J. Mater. Sci. 22*, 3446–3452.

Mohamed, A. Z., Mostafa, M. M., Sakr, M. S., El-Daly, A. A. (1988), *Phys. Stat. Sol. (A) 110*, K13–17.

Monchoux, F., Neuhäuser, H. (1987), *J. Mater. Sci. 22*, 1443–1449.

Morris Jr., J. W., Klahn, D. H. (1973), *J. Appl. Phys. 44*, 4882 4890.

Morris Jr., J. W., Klahn, D. H. (1974), *J. Appl. Phys. 45*, 2027–2038.

Motowidlo, L., Goldman, P. D., Yalamanchi, R., Galligan, J. M. (1981), *Scri. Metall. 15*, 539–541, 787–790.

Mott, N. F. (1956), *Phil. Mag. 1*, 568–572.

Mughrabi, H. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity*: Argon, A. S. (Ed.). Cambridge: The MIT Press, pp. 199 250.

Mulford, R. A., Kocks, U. F. (1979a), *Acta Metall. 27*, 1125–1134.

Mulford, R. A., Kocks, U. F. (1979b), *Scri. Metall. 13*, 729–732.

Munz, D., Macherauch, E. (1966), *Z. Metallk. 57*, 552–560.

Nabarro, F. R. N. (1967), *Theory of Crystal Dislocations*. Oxford: Clarendon Press.

Nabarro, F. R. N. (1972), *J. Less Common Metals 28*, 257–275.

Nabarro, F. R. N. (1982), *Proc. Roy. Soc. Lond. A 381*, 285–292.

Nabarro, F. R. N. (1985a), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 152–169.

Nabarro, F. R. N. (1985b), *Phil. Mag. B 85*, 785–793.

Nadgornyi, E. M. (1989), *Progr. Mat. Sci. 31*, 1–510.

Nagata, N., Yoshida, S. (1972), *Trans. JIM 13*, 339-344.

Nakanishi, K., Suzuki, H. (1974), *Trans. JIM 15*, 435–440.

Navratil, V., Hamersky, M., Lukáč, P., Soldatov, V. P., Startsev, V.I. (1983), *Phys. Stat. Sol. (A) 78*, 633–638.

Natsik, V. D. (1979), *Sov. J. Low Temp. Phys. 5*, 191–199.

Neighbours, J. R., Smith, C. S. (1954), *Acta Metall. 2*, 591–596.

Neuhaus, R., Schwink, C. (1992), *Phil. Mag. A 65*, 1463–1485.

Neuhaus, R., Buchhagen, P., Schwink, C. (1989), *Scripta Metall. 23*, 779–784.
Neuhäuser, H. (1980), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1531–1550.
Neuhäuser, H. (1983), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 6: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 319–440.
Neuhäuser, H. (1988), *Res Mechanica 23*, 113–135.
Neuhäuser, H. (1990), in: *Patterns, Defects and Materials Instabilities*: Walgraef, D., Ghoniem, E. M. (Eds.). Dordrecht: Kluwer Acad. Pr., pp. 241–276.
Neuhäuser, H., Flor, H. (1978), *Scri. Metall. 12*, 443–448.
Neuhäuser, H., Koropp, J., Heege, R. (1975), *Acta Metall. 23*, 441–453.
Neuhäuser, H., Fiebiger, H., Himstedt, N. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1395–1400.
Neuhäuser, H., Schmidt-Hohagen, F., Finkelmann, E. (1983), in: *Proc. Sympos. Structure and Properties of Crystal Defects*, Part A. Prague: Inst. of Physics, Czech. Akad. Sci., pp. 21–22.
Neuhäuser, H., Arkan, O. B., Potthoff, H.-H. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 201–209.
Neuhäuser, H., Plessing, J., Schülke, M. (1990), *J. Mech. Beh. Metals 2*, 231–254.
Nikitenko, V. I., Farber, B. Y. (1985), in: *Dislocations in Solids*, Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 417–420.
Nixon, W. E., Mitchell, J. W. (1981), *Proc. Roy. Soc. Lond. A 376*, 343–359.
Nohara, A., Imura, T., Yukawa, N. (1980), *Japan. J. Appl. Phys. 19*, L714–716.
Obst, B., Bauriedl, W. (1988), in: *Adv. in Cryogenic Engin. Mater.*, Vol. 34: Clerk, A. F., Ried, R. F. (Eds.). New York: Plenum, pp. 275–282.
Obst, B., Nyilas, A. (1991), *Mat. Sci. Eng. A 137*, 141–150.
Ohgaku, T., Takeuchi, N. (1989), *Phys. Stat. Sol. (A) 111*, 165–172.
Ohgaku, T., Takeuchi, N. (1990), *Phys. Stat. Sol. (A) 118*, 153–159.
Oikawa, H., Yoshinaga, H. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*, Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 97–112.
Olfe, J., Neuhäuser, H. (1988), *Phys. Stat. Sol. (A) 109*, 149–160.
Ookawa, A., Yazu, K. (1963), *J. Phys. Soc. Japan 18, Suppl. 1*, 36–43.
Oren, E. C., Bauer, C. L. (1967), *Acta Metall. 15*, 773–784.
Oren, E. C., Fiore, N. F., Bauer, C. L. (1966), *Acta Metall. 14*, 245–250.
Orlova, A., Čadek, J. (1986), *Mat. Sci. Eng. 77*, 1–18.
Orowan, E. (1934), *Z. Phys. 89*, 605–613, 634–659.
Paidar, V. (1978), *Phys. Stat. Sol. 50*, 483–490.
Panin, V. E., Dudarev, E. F., Siderova, T., Boshanina, M. A. (1963), *Phys. Met. Met. 16*, 71–81.
Pande, C. S., Hazzledine, P. M. (1971), *Phil. Mag. 24*, 1039–1057, 1393–1410.
Parameswaran, V. R., Bapna, M. S. (1980), *J. Appl. Phys. 51*, 4145–4149.
Parkomenko, T. A., Pustovalov, V. V. (1982), *Phys. Stat. Sol. (A) 74*, 11–42.
Patel, J. R., Chaudhari, A. R. (1966), *Phys. Rev. 143*, 601–608.
Pawelek, A. (1989), *Z. Metallk. 80*, 614–618.
Pawelek, A., Korbel, A. (1990), *Phil. Mag. B 61*, 829–842.
Pearson, W. B. (1958), *Lattice Spacings and Structures of Metals and Alloys*, London: Pergamon.
Pearson, W. B. (1964), *Lattice Spacings and Structures of Metals and Alloys*. London: Pergamon.
Pearson, W. B. (1967), *Lattice Spacings and Structures of Metals and Alloys*, revised ed. London. Pergamon.
Peissker, E. (1965), *Acta Metall. 13*, 419–431.
Penning, P. (1972), *Acta Metall. 20*, 1169–1175.
Petukhov, B. V., Sukharev, V. Y. (1983), *Sov. J. Low Temp. Phys. 9*, 264.
Pink, E., Arsenault, R. J. (1979), *Progr. Mat. Sci. 24*, 1–50.
Pink, E., Grinberg, A. (1982), *Acta Metall. 30*, 2153–2160.
Pond Sr., R. B. (1972), in: *The Inhomogeneity of Plastic Deformation*: Reed-Hill, R. E. (Ed.). Metals Park, Columbus, OH: Am. Soc. Metals, pp. 1–18.
Portevin, A., LeChatelier, F. (1923), *C.R. Sci. Paris 176*, 507–510.
Prinz, F., Karnthaler, H. P., Kirchner, H. O. K. (1981), *Acta Metall. 29*, 1029–1036.
Püschl, W., Frydman, R., Schoeck, G. (1982), *Phys. Stat. Sol. (A) 74*, 211–216.
Quesnel, D. J., Sato, A., Meshii, M. (1975), *Mater. Sci. Eng. 18*, 199–208.
Rabier, J., Veyssière, P., Demenet, J. L. (1983), *J. de Phys. 44, Suppl. 9, Coll. 4*, 243–253.
Räuchle, W., Vöhringer, O., Macherauch, E. (1973a), *Mat. Sci. Eng. 12*, 147–161.
Räuchle, W., Vöhringer, O., Macherauch, E. (1973b), *Z. Metallk. 64*, 46–49, 286–295.
Ray, S. K., Mitchell, J. W. (1989), *Proc. Roy. Soc. Lond. A 423*, 267–278.
Regelmann, T., Brunner, D., Diehl, J., Lay, W., Seeger, A. (1991), *Verhandl. DPG (VI) 26*, 1295.
Rindfleisch, F., Springer, F., Schwink, C. (1991), unpublished.
Roberts, S. G., Pirouz, P., Hirsch, P. B. (1983), *J. de Phys. 44, Suppl. 9, Coll. 4*, 75–83.
Rojko, M., Lukáč, P. (1973), *J. Mater. Sci. 8*, 1065–1070.
Rosi, F.D. (1973), *J. Mater. Sci. 8*, 807–829.

Rupp, P., Gilmore, C. M. (1989), *J. Mater. Res. 4*, 552–556.
Saitou, K., Hikage, T. (1985), *J. Japan. Inst. Met. 49*, 344–351.
Saka, H. (1984), *Res Mechanica 11*, 211–242.
Saka, H. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: Univ. of Tokyo Press, pp. 251–254.
Sakamoto, M. (1984), *Japan. J. Appl. Phys. 23*, 402–409.
Sakamoto, M. (1986), *Japan. J. Appl. Phys. 25*, 498–499.
Sakamoto, M. (1987), *J. Phys. Soc. Japan 56*, 3201–3212.
Sakamoto, M., Yamada, T. (1980), *Japan. J. Appl Phys. 19*, 1617–1625.
Saxl, J. (1964), *Czech. J. Phys. B 14*, 381–392.
Saxlová, M. (1969), *Czech. J. Phys. B 19*, 610–628.
Schaarwächter, W., Ebener, H. (1990), *Acta Metall. Mater. 38*, 195–205.
Scharf, H., Lukáč, P., Boček, M., Haasen, P. (1968), *Z. Metallk. 59*, 299–304.
Schlipf, J. (1982), *Phys. Stat. Sol. (A) 74*, 529–544.
Schlipf, J. (1986), *Mat. Sci. Eng. 77*, 19–26.
Schlipf, J. (1987), *Steel Res. 58*, 83–86.
Schlipf, J. (1991), *Mat. Sci. Eng. A 137*, 135–140.
Schlipf, J. (1992), *Acta Metall. Mater. 40*, 2075–2084.
Schmidt, C. G., Miller, A. K. (1982), *Acta Metall. 30*, 615–625.
Schmidt-Hohagen, F., Neuhäuser, H. (1981), unpublished.
Schmidt-Hohagen, F., Neuhäuser, H. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*, Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 233–238.
Schmunk, R. E., Smith, C. S. (1960), *Acta Metall. 8*, 396–401.
Schoeck, G. (1980), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 3: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 63–163.
Schoeck, G. (1984), *Acta Metall. 32*, 1229–1234.
Schoeck, G. (1985), *Phys. Stat. Sol. (A) 87*, 571–581.
Schoeck, G., Frydman, R. (1972), *Phys. Stat. Sol. (B) 53*, 661–673.
Schwander, P., Schönfeld, B., Kostorz, G. (1992), *Phys. Stat. Sol. (B) 172*, 73–87.
Schwarz, R. B. (1980), *Phys. Rev. B 21*, 5617–5627.
Schwarz, R. B. (1982), *Scri. Metall. 16*, 385–390
Schwarz, R. B. (1985), in: *Strength of Metals and Alloys*: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Toronto: Pergamon, pp. 343–348.
Schwarz, R. B., Funk, L. L. (1983), *Acta Metall. 31*, 299–315.
Schwarz, R. B., Funk, L. L. (1985), *Acta Metall. 33*, 295–307.
Schwarz, R. B., Mitchell, J. W. (1974), *Phys. Rev. B 9*, 3292–3299.
Schwarz, R. B., Granato, A. V. (1977), *Phys. Rev. Lett. 38*, 554–558.
Schwarz, R. B., Labusch, R. (1978), *J. Appl. Phys. 49*, 5174–5187.
Schwink, C. (1966), *Phys. Stat. Sol. 18*, 557–567
Schwink, C., Göttler, E. (1976), *Acta Metall. 24*, 173–179.
Schwink, C. (1988), *Rev. Phys. Appl. 23*, 395–404.
Schwink, C., Traub, H. (1968), *Phys. Stat. Sol. (A) 30*, 387–397.
Schwink, C., Wille, T. (1980), *Scri. Metall 14*, 1093–1100.
Seeger, A. (1958), in: *Handbuch der Physik*, Vol. VII/2: Flügge, S. (Ed.). Berlin: Springer, pp. 1–210.
Seeger, A. (1958), *Proc. 2. UN Conf. PUAE*, Geneve, Vol 6, pp. 250–273.
Seeger, A. (1981), *Z. Metallk. 72*, 369–380.
Seeger, A. (1984), in: *Dislocations 1984*, Veyssière, P., Kubin, L. P., Castaing, J. (Eds.). Paris Ed. CNRS, pp. 141–178.
Seeger, A., Šestak, B. (1971), *Scri. Metall. 5*, 681–688.
Seeger, A., Wüthrich, C. (1976), *Nuovo Cim. 33 B*, 38–75.
Šestak, B. (1972), *3. Int Symp. Reinststoffe in Wissensch. u. Technik*. Berlin: Akademie-Verlag, p. 221.
Šestak, B., Arnold, Z. (1974), *Phys. Stat. Sol. (A) 23*, 155–164.
Šestak, B., Novak, B. (1974), *Phys. Stat. Sol. (A) 23*, 703–709.
Šestak, B., Seeger, A. (1978), *Z. Metallk. 69*, 195–202, 355–364, 425–432.
Shepel, I. A., Zagorniko, L. N., Natsik, V. D., Pustovalov, V. V., Sodatov, V. P. (1991), *Sov. J. Low Temp Phys. 17*, 202–210.
Shinoda, T., Masudo-Jindo, K., Mishima, Y., Suzuki, T. (1987), *Phys. Rev. B 35*, 2155–2161.
Shtremel, M. A. (1966), *Sov. Phys. Sol. St. 7*, 2003–2006.
Siethoff, H. (1969), *Acta Metall. 17*, 793–801.
Siethoff, H. (1973), *Acta Metall. 21*, 1523–1531.
Simon, J. P., Papon, A. M. (1984), in: *Dislocations 1984*: Veyssière, P., Kubin, L., Castaing, J. (Eds.). Paris: Ed. CNRS, pp. 407–421.
Simon, J. P., Papon, A. M., Guyot, P. (1981), *Phil. Mag. B 44*, 69–81.
Skrotzki, W., Frommeyer, G., Haasen, P. (1981), *Phys. Stat Sol. (A) 66*, 219–228.
Sleeswyk, A. (1958), *Acta Metall. 6*, 598–603.
Smirnov, B. I. (1969), *Sov. Phys. Sol. St. 10*, 2117–2222.
Soliman, M. S., El-Dahsham (1988), *J. Eng. Sci. King Saud Univ. 14*, 115–141.
Spitzig, W. A. (1974), *Mater. Sci Eng. 16*, 169–179.
Springer, F., Schwink, C. (1991), *Scripta Metall. Mater. 25*, 2739–2744.
Sprušil, B. (1983), *Czech. J. Phys. B 33*, 187–198.
Sprušil, B., Hnilica, P. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 188–196.
Startsev, V. I. (1983), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 6: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 143–233.

Startsev, V. I., Demirskii, V. V., Komnik, S. N. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys*, Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 265–270.
Steffens, T., Schwink, C. (1983), *Acta Metall. 31*, 2013–2019.
Steffens, T., Schwink, C., Korner, A., Karnthaler, H. P. (1987), *Phil. Mag. A 56*, 161–173.
Strunin, B. M. (1976), *Phys. Stat. Sol. (A) 35*, 551–561.
Suenaga, M., Galligan, J. M. (1971), *Scri. Metall. 5*, 829–836.
Sumino, K., Harada, H., Yonenaga, I. (1980), *Japan. J. Appl. Phys. 19*, L49–52.
Suprun, I. T. (1981), *Phys. Stat Sol. 66*, 361–370.
Suzuki, H. (1957), in: *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*: Fisher, J. C., Johnston, W. G. (Eds.). New York: Wiley, pp. 361–390.
Suzuki, H. (1962), *J. Phys. Soc. Japan 17*, 322–325.
Suzuki, H., (1971), *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen II. Math. Phys. Kl., Nr. 6*, 113–158.
Suzuki, H. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 191–217.
Suzuki, H. (1980), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1595–1614.
Suzuki, H. (1984), in: *The Structure and Properties of Crystal Defects*: Paidar, V., Lejcek, L. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, pp. 205–214.
Suzuki, H. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys*: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. L., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Toronto: Pergamon, pp. 1727–1744.
Suzuki, H. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford, Pergamon: pp. 573–578.
Suzuki, H., Kuramoto, E. (1968), *Trans. JIM 9, Suppl.*, 697–702.
Suzuki, T. (1981), *Japan. J. Appl. Phys. 20*, 449–462.
Suzuki, T., Ishii, T. (1968), *Trans. JIM 9, Suppl.*, 450–453.
Suzuki, T., Koizumi, H. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 159–164.
Tabata, T., Ueda, N., Hashimoto, H., Fujita, H. (1977), in: *Proc. 5th. Int. Conf. on HVEM*: Imura, T., Hashimoto, H. (Eds.). Kyoto: Japan. Soc. of EM, p. 391–394.
Tabata, T., Fujita, H., Nakajima, Y. (1980), *Acta Met. 28*, 795–805.
Takamura, J., Morimoto, T. (1963), *J. Phys. Soc. Japan 18, Suppl. I*, 28–36.
Takeuchi, S. (1968), *Scri Metall. 2*, 481–484.
Takeuchi, S. (1969), *J. Phys. Soc. Japan 27*, 929–940.
Takeuchi, S., Argon, A.S. (1979), *Phil. Mag. A 40*, 65–75.
Takeuchi, S., Hashimoto, T., Maeda, K. (1982), *Trans. JIM 23*, 60–69.
Takeuchi, S., Hashimoto, T., Maeda, K. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 177–180.
Takeuchi, T. (1976), *Trans. JIM 17*, 313–321, 837–843.
Takeuchi, T. (1977a), *Trans. JIM 18*, 97–106.
Takeuchi, T. (1977b), *J. Phys. Soc. Japan 42*, 580–586.
Tensi, H.M., Pless, W. (1972), *Z. Metallk. 63*, 479–484.
Tensi, H.M., Dropmann, P., Borchers, H. (1972), *Acta Metall. 20*, 87–93.
Tokii, V.V. (1979), *Phys. Stat. Sol. (A) 44*, 767–770.
Tranchant, F., Vergnol, J., Grilhé, J. (1988), in: *Strength of Metals and Alloys*: Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E., (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 167–172.
Traub, H., Neuhäuser, H., Schwink, C. (1977), *Acta Metall. 25*, 437–446, 1289–1303.
van den Beukel, A. (1975), *Phys. Stat. Sol. (A) 30*, 197–206.
van den Beukel, A. (1980), *Acta Metall. 28*, 965–969.
van den Beukel, A. (1983), *Scri. Metall. 17*, 659–663.
van den Beukel, A., Kocks, U.F. (1982), *Acta Metall. 30*, 1027–1034.
van den Beukel, A., Blonk, J., van Haasterl, G. H. (1983), *Acta Metall. 31*, 69–75.
Vesna, G. V., Novikov, N. N., Rudenko, O. V., Khatovyanskaya, N. V. (1990), *Ukr. Fiz. Zh. 35*, 628–630.
Vitek, V. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 30–50.
Vladimirov, V. V., Kusov, A. A. (1978), *Sov. Phys. Sol. St. 18*, 886–889.
Vöhringer, O. (1975), *Z. Metallk. 65*, 352–358.
Vöhringer, O., Macherauch, E. (1967a), *Z. Metallk. 58*, 21–28.
Vöhringer, O., Macherauch, E. (1967b), *Phys. Stat. Sol. 19*, 793–803.
Vostry, P., Sperrhacke, A., Kosek, V., Haslar, V. (1985), *Czech. J. Phys. B 35*, 324–328.
Vostry, P., Drabova, O., Haslar, V., Stulikova, I. (1988), *Czech. J. Phys. B 38*, 409–412.
Vydashenko, V. N., Landau, A. I. (1981), *Sov. Phys. Sol. St. 23*, 317–321.
Waldorf, D. L. (1960), *J. Phys. Chem. Sol. 16*, 90–99.
Weng, G. J. (1984), *Mater. Sci. Eng. 62*, 57–63.
Wielke, B. (1976), *Phys. Stat. Sol. (A) 33*, 241–246.
Wijler, A., Schade van Westrum, J. (1971), *Scri. Metall. 5*, 531–536.
Wijler, A., Schade van Westrum, J. (1973), *Acta Metall. 21*, 1079–1086.
Wilcox, B. A., Rosenfield, A. R. (1966), *Mater. Sci. Eng. 1*, 201–205.
Wille, T., Schwink, C. (1980), *Scri. Metall. 14*, 923–928.
Wille, T., Schwink, C. (1986), *Acta Metall. 34*, 1059–1069.

Wille, T., Gieseke, W., Schwink, C. (1987), *Acta Metall. 35*, 2679–2693.
Wong, J., Nixon, W. E., Mitchell, J. W., Laderman, S. S. (1989), *Physica B 158*, 25–27.
Wycliffe, P., Kocks, U. K , Embury, D. (1980), *Scri. Metall. 14*, 1349–1354.
Yoshinaga, H., Morozumi, S. (1971), *Phil. Mag. 23*, 1351–1366, 1367–1385.
Yoshinaga, H., Toma, K., Abe, K., Morozumi, S. (1971), *Phil. Mag. 23*, 1387–1403.
Yoshinaga, H., Goto, S., Kurishita, H. (1985), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, pp. 215–218.
Zagorniko, L. N., Natsik, V. D., Soldatov, V. P. (1986), *Sov. J. Low Temp. Phys. 12*, 605–609.
Zaitsev, S. I. (1983), *Sov. Phys. Sol. St. 25*, 222–225, 968–971.
Zaitsev, S. I., Nadgornyi, E. M. (1971), *Phys. Stat. Sol. (A) 8*, 353–359.
Zaitsev, S. I., Nadgornyi, E. M. (1976), in: *Proc. Int. Conf. Computer Simulations for Materials Applications*: Arsenault, R. J., Beeler, J. R., Simmons, J. A. (Eds.). Gaithersburg, Maryland: Nat. Bur. Stand., pp. 707–720, 816–825.
Zarubova, N., Kadeckova, S. (1972), *Czech. J. Phys. B 22*, 215–225.
Zarubova, N., Kadeckova, S. (1979), in: *Strength of Metals and Alloys*: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon, pp. 1031–1036.
Zbib, H. M., Aifantis, E. C. (1988a), *Scri. Metall. 22*, 1331–1336.
Zbib, H. M., Aifantis, E. C. (1988b), *Res Mechanica 23*, 293–304.
Zhu, Z. G., Weng, G. J. (1987), *J. Mater. Sci. 22*, 1390–1396.

一般阅读资料

Friedel, J. (1964), *Dislocations*. Oxford: Pergamon Press.
Gilman, J.J. (1969), *Micromechanics of Plastic Flow*. New York: McGraw-Hill.
Haasen, P. (1983), in: *Physical Metallurgy*: Cahn, R. W., Haasen, P. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, pp. 1341–1409.
Haasen, P. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 312–332.
Hirsch, P. B. (1985), in: *Dislocations and Properties of Real Materials*. London: The Institute of Metals, pp. 333–348.
Hirth, J. P., Lothe, J. (1968), *Theory of Dislocations*. New York: McGraw-Hill.
Kocks, U. F. (1985), *Metall. Trans. A 116*, 2109–2129.
Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), *Progr. Mat. Sci. 19*, 1–278.
Nadgornyi, E. M. (1989), *Progr. Mat. Sci. 31*, 1–510.
Neuhäuser, H. (1983), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 6: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 319–440.
Pink, E., Arsenault, R. J. (1974), *Progr. Mat. Sci. 24*, 1–50.
Suzuki, H. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, pp. 191–217.
Suzuki, T., Takeuchi, S., Yoshinaga, H. (1989), *Dislocation Dynamics and Plasticity*. Berlin: Springer.

6　金属间化合物的变形

Yukichi Umakoshi
Department of Materials Science and Engineering, Osaka University, Osaka, Japan
（肖程波译　全宏声校）

目录

符号与缩语表

A	常数
$a, b, c,$	晶格常量
$\boldsymbol{b}$	伯格斯矢量
e/a	电子浓度
E_{APB}	反相畴界缺陷能
E_{CSF}	复杂堆垛层错缺陷能
E_{SISF}	超点阵内禀型堆垛层错缺陷能
$\boldsymbol{f}$	基于刚球模型的面缺陷的缺陷矢量
$\boldsymbol{f}'$	稳定面缺陷的附加缺陷矢量
G	剪切模量
h,k,l	晶体学平面和方向的米勒指数
ΔH	激活焓
k_y	常数
K	拉伸/压缩不对称度
n	应力指数
N	$(010)[\bar{1}01]$滑移对$(111)[\bar{1}01]$滑移的 Schmid 因子比
Q	$(111)[\bar{1}2\bar{1}]$滑移对$(111)[\bar{1}01]$滑移的 Schmid 因子比
r	(hkl)面上的两个超分位错的间距
R	气体常数
S	长程有序度
T	温度
T_c	临界有序化温度
T_m	熔点
V	有序化能
$V(r_k)$	k 层最近邻原子的有序化能
α 相	无序的 h.c.p. 结构的 Ti_3Al 相
α_2 相	$D0_{19}$结构的 Ti_3Al 相
γ 相	$L1_0$ 结构的 TiAl 相
$\gamma(f)$	以缺陷矢量为函数的堆垛层错能
$\dot{\epsilon}$	稳态蠕变速率
θ	位错线与伯格斯矢量之间的夹角
κ	交滑移前后(位错)核心束结效应的相对重要性参数

符号	含义
λ	包含大量孪晶的 TiAl 晶体的层片间距
υ	泊松比
σ_y	屈服强度
σ_0	γ 相中位错的晶格阻力
τ_e	$(111)[\bar{1}2\bar{1}]$滑移的分切应力
τ_P	$(111)[\bar{1}01]$滑移的分切应力
ϕ	应力轴与多数综合孪晶 TiAl 晶体中片层面间夹角
$\Phi_{AB}(r_k)$	k 层最近邻原子 A 和 B 之间的成对相互作用能
χ	最大分切应力面与参考面$(\bar{1}01)$面间的夹角
ψ	观察到的滑移面与参考面$(\bar{1}01)$面间的夹角
APB	反相畴界
CRSS	临界分切应力
CSF	复杂堆垛层错
MRSS	最大分切应力
PST	多数综合孪晶的 TiAl 金属间化合物
SESF	超点阵外禀型堆垛层错
SISF	超点阵内禀型堆垛层错

• p. 254 •

6.1 引　言

近年来，随着更高温度工作的燃气涡轮性能的改进，对材料高温强度和抗氧化性能的要求更加苛刻。在金属间化合物中，不同的原子种类占据不同规则的晶格位置，原子间的强键结合导致其具有引人注目的性能，例如，高的熔化和软化温度，与传统金属和无序合金相比，具有极高的剪切模量和抗化学反应的高稳定性。然而，强键结合和基于有序结构的变形行为的低对称性引起金属间化合物的低温脆性，不利于其应用和实际加工。

金属间化合物的塑性行为和位错运动受基于晶体结构的位错核心结构以及诸如反相畴界(APB)的有序缺陷控制。金属间化合物中成对或成组的超点阵位错运动导致有吸引力的力学性能，如在几种 $L1_2$，B_2，$L1_0$ 和 $D0_{19}$ 化合物中发现的高温反常强化。Marcinkowski(1963)，Stoloff 和 Davies(1966)，Pope 和 EZZ(1984)，Yamaguchi 和 Umakoshi(1990)以及在 Westbrook(1960，1967)编辑的两本书《金属间化合物的机械性能》和《金属间化合物》，Kear 等(1970)编辑的《有序合金论文集》中，许多研究者都评述了金属间化合物的超点阵位错分解和运动以及诱人的力学性能。最近举行了许多国际研讨会和会议，有关的文卷列于参考文献中。

为了理解金属间化合物的塑性行为，本章首先讨论位错和面缺陷，然后陈述研究诱人的力学性能和变形特征的实验和理论方法。通过微、宏合金化以及通过热机械工艺控制柱晶细化和显微组织，几种金属间化合物的塑性已经得到提高。例如，发现添加少量硼能抑制晶界脆化，使多晶 Ni_3Al 的室温延伸率超过 50%。塑性和脆化将在 6.5 节讨论。有些新型化合物，如 TiAl 和 Al_3Ti，因其低密度和高比强对汽车和航空航天工业很有吸引力。难熔金属如 Mo，Nb 和 W 的铝化物以及硅化物在发展用于 1500℃左右的飞机燃气涡轮和飞机结构用的超高温材料方面也有潜力。最后叙述作为高温结构材料的这类先进材料的最新研究成果。

6.2　晶体结构和金属间化合物种类

6.2.1　晶体结构

• p. 255 •

金属间化合物以几何密排结构如 Laves 和 σ 相结晶 ，或者以基于体心立方(b. c. c.)、面心立方(f. c. c.)和密排六方(h. c. p.)结构的超点阵结构结晶(见本丛书第 1 卷第 3 章“金属间化合物和相的结构”)。由于它们的基本晶体结构能反映位错的本质和化合物的力学性能，因此讨论和理解它们的塑性行为时要考虑基本晶体点阵。本节将陈述超点阵和其他几种在化合物塑性变形中起重要作用的有序结构。

图 6-1(a)是 $B2$，$D0_3$ 和 $L2_1$ 超点阵的体心立方基超点阵结构的基本描述。在 $B2$ 结构的 AB 型化合物中，A 原子通常占据 α 位置，B 原子同时占据 β 和 γ 位置。CuZn，FeCo，NiAl，CoAl，FeAl，AgMg，AuZn，NiTi 和 AgCd 中可以观察到这种结构。在具有 $D0_3$ 结构的 A_3B 型化合物中，β 位置被 B 原子占据，而其他两个位置被 A 原子占据。Fe_3Al 和 Fe_3Si

以这种结构结晶。如果 α,β 和 γ 位置分别被 A,B 和 C 原子占据,则 A_2BC 型化合物形成 $L1_2$ 结构。Ag_2MgZn,Cu_2MnAl,Co_2AlTi,Ni_2AlTi 和 Ni_2AlNb 属于这类化合物。示于图 6-1(b)的 $C11_b$ 结构是三个 b.c.c. 晶格堆垛并沿 c 轴压缩而成的一种长程有序结构。$MoSi_2$,WSi_2 和 $ReSi_2$ 具有这种结构,有潜力作为在 1500℃以上使用的新型高温材料。

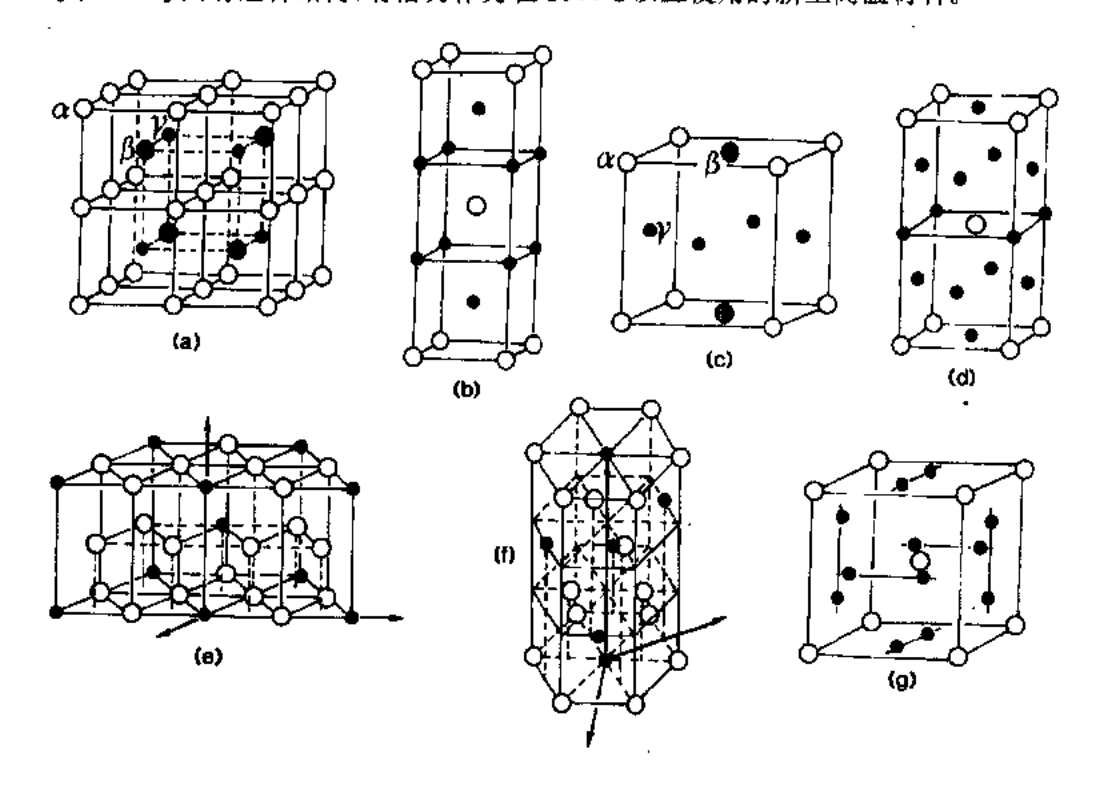


图 6-1 原子排列。(a)体心立方基的 $B2$、$D0_3$ 和 $L2_1$;(b)$C11_b$;
(c) 面心立方基的 $L1_2$ 和 $L1_0$;(d)$D0_{22}$;(e)$D0_{19}$;(f)C40;(g)A15 结构

· p. 256 ·

图 6-1(c)示出面心立方基超点阵结构的原子排列。当 A_3B 型化合物以 $L1_2$ 结构结晶时,B 原子占据角落 α 位置,A 原子同时占据面心 β 和 γ 位置。许多引人注目的金属间化合物如 Ni_3Al,Ni_3Mn,Ni_3Fe,Ni_3Ge,Co_3Ti,Zr_3Al,Pt_3Fe 和 Pt_3Ge 都具有 $L1_2$ 结构。在具有 AB 成分的 $L1_0$ 结构中,α 和 β 位置被一种原子占据,γ 位置被另一种原子占据。在这种结构中,a 轴和 b 轴不再等同于 c 轴。TiAl,CuAu,NiMn 和 FePd 具有 $L1_0$ 结构。当每个(001)面引入一个具有 1/2[110]型位移矢量的 APB 时,就能得到如图 6-1(d)所示的 $D0_{22}$ 结构。在每两个(001)面引入这样的 APB 时,可从 $L1_2$结构演变出 $D0_{23}$结构。在 Ni_3V 中观察到了 $D0_{22}$结构具有高强度/密度比和良好抗氧化性能的新型化合物如 Al_3Ti,Al_3V,Al_3Nb,Al_3Ta,Al_3Zr 和 Al_3Hf 都以 $D0_{23}$结构结晶。$D0_{22}$结构对 $D0_{23}$和 $L1_2$ 结构的相稳定性对这些化合物的塑性行为有重要作用,将在相应部分详细讨论。

示于图 6-1(e)的 $D0_{19}$结构基于密排六方晶格。具有 $D0_{19}$结构的 Ti_3Al,Ti_3Sn 和 Mn_3Sn 的塑性特征很有趣。示于图 6-1f 的基于密排六方晶格的 $D0_{19}$结构不是超点阵结构,但对高温硅化物如 $TaSi_2$,$CrSi_2$,VSi_2 和 $NbSi_2$ 很重要。示子图 6-1(g)的 $A15$ 结构对超

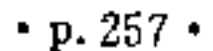
导和超高温材料如 V_3Si,Nb_3Al 和 Nb_3Sn 也很重要。

在本章中,除从 $L1_2$ 演变的结构,如 $D0_{22}$外,晶体学平面和方向的 Miller 指数都按超点结构的符号表示。为了简便以及与 $L1_2$ 结构比较,在 $L1_2$ 演变的结构中,使用基于 f.c.c.晶格的符号。

混合指数(*hkl*)和<*hkl*]用于 $L1_0$,$D0_{22}$和 $C11_b$ 结构中,以区别前两个指数和其作用与前两个不同的第三个指数,因为在这些结构中 *a* 轴和 *b* 轴不再等同于 *c* 轴。

6.2.2 金属间化合物的种类

在相图中,由不同种类的原子以适当简单的比例形成的中间相称为金属间化合物。金属间化合物分为 Kurnakov 型、Berthollide 型和 Daltonide 型三种类型。Kurnakov 型化合物在化学当量两侧具有宽的成分范围,有序-无序转变温度在其熔点之下,如图 6-2(a)所示。Cu_3Au,Fe_3Al,Ti_3Al,CuZn 和 FeCo 属于这种类型,因为不同原子种类之间的键合不强,它们能变形到一定程度。其有序结构在熔点之下都保持稳定的金属间化合物,如 FeAl,NiAl,CoAl 和 Ni_3Al 属于 Berthollide 型化合物,如图 6-2(b)所示,它们比 Kurnakov 型化合物硬。Daltonide 型化合物没有偏离化学当量的固溶度,如图 6-2(c)所示,强键导致的低对称性的有序结构引起它的低温脆性。Kurnakov 型和 Berthollide 型化合物可能成为候选结构材料;Daltonide 型化合物在低温不可能变形。



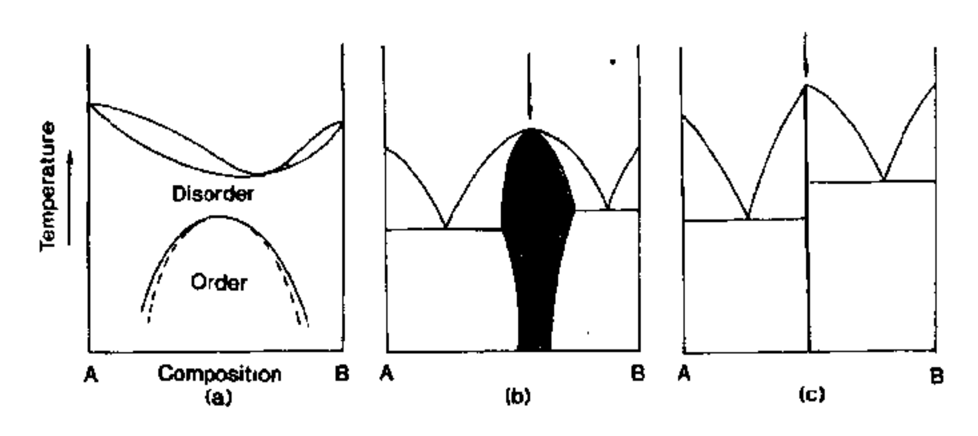


图 6-2 金属间化合物相图。(a) Kurnakov 型;(b) Berthollide 型;(c) Daltonide 型

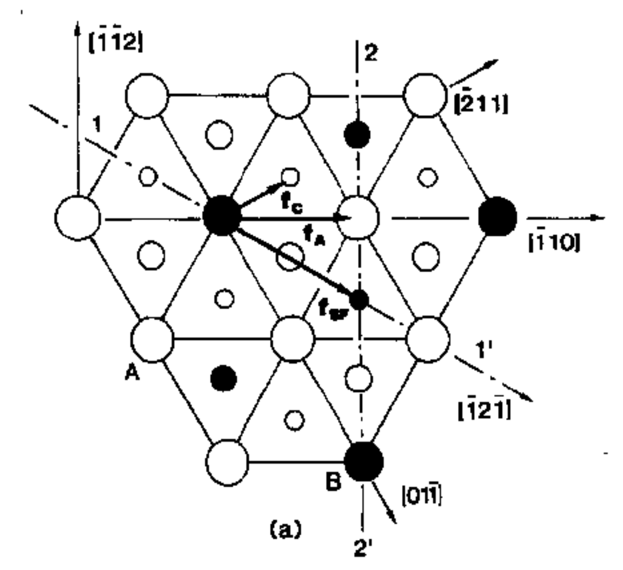
6.3 面缺陷和位错分解

6.3.1 面缺陷的稳定性

通常的面缺陷是通过沿一个晶面剪切晶体,使这个晶体的一半相对其另一半错开一个适当的位移量而形成的。如图 6-3(a)所示,有三类重要的面缺陷。在这个图中,当 A 层相对 B 层位移 $\boldsymbol{f}_A$ 矢量后,经过面缺陷上的原子近邻结构发生变化,这就是反相畴界(APB)。反相畴界(APB)只存在有序晶格中,因为如果晶格位置被 A 和 B 原子自由地占据,那么位移 $\boldsymbol{f}_A$ 之后,原子的排列就不会改变。超点阵内禀型堆垛层错(SISF)在位移 $\boldsymbol{f}_{SF}$

后产生，SISF 在不同原子间不包括任何错配结合。复杂堆垛层错(CSF)在 A 层相对于 B 层位移 f_C 矢量后形成。CSF 也是一种堆垛层错，但包含错配原子结合的影响。在按刚球模型预测的位置上，这些面缺陷并不总是稳定的。

• p. 258 •



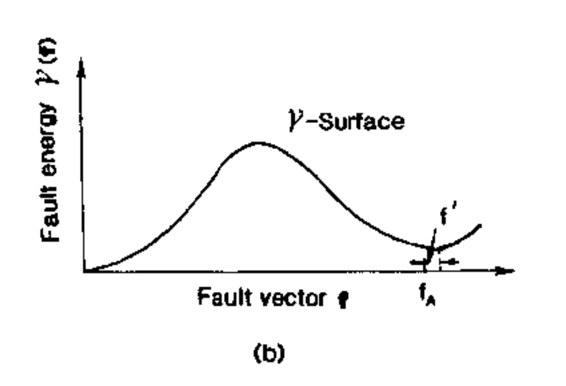


图 6-3 (a)具有 $L1_2$ 结构的 A_3B 型化合物的(111)面原子排列，大、中和小圆圈分别代表 A、B 和 C 层中的原子，(111)面的堆垛顺序是 ABCABC；(b) 面缺陷能量随缺陷矢量的变化关系

金属间化合物中，对可能的位错分解图有影响的面缺陷稳定性可以通过计算作为缺陷矢量 f，即 γ 表面(见 Vitek 的综述，1974)函数的堆垛层错能 $\gamma(f)$ 而确定。这种面缺陷稳定性取决于邻近相关矢量 f_A[见图 6-3(b)]的 γ 表面是否存在一个局部最小值。有时，γ 表面对矢量 f_A+f' 有一驻点，要求在按刚球模型确定的 f_A 上加上一个矢量 f'。f' 的存在与面缺陷的稳定性密切相关。

稳定位置也可根据晶体对称性估算。假如在没有缺陷的晶体中具有垂直缺陷平面的若干镜面，而这个晶体的一半在矢量 f 作用下相对其另一半位移时仍保持这种情况，则可根据 Yamaguchi 等(1981b)的对称性条件得出的下列规则推断平面缺陷的稳定性。

(1) 假如在缺陷矢量 f 作用下位移时至少保持有两个非平行镜面，则 γ 表面具有一个对于 f 的驻点。假如这个 f 的驻点是最小值，那么对应 f 的这个缺陷在对称面上保持稳定。例如，假如有两个垂直于矢量 f_{SF} 的缺陷的镜面 1-1′和 2-2′，如图 6-3(a)所示，那么 γ 表面可能存在一个对应于 f_{SF} 的局部最小值。

(2)当 f_A 作用下位移只保持一个镜面 2-2′时，则 γ 表面具有沿 2-2′镜面法线的一次导数零点，并可能具有对矢量 f_A+f' 的驻点，其中 f' 是一个平行于镜面的矢量。对于接近 f_A 的位移，可能不存在稳定的缺陷。

6.3.2 面心立方基有序结构

基于面心立方晶格的 $L1_2$，$L1_0$ 和 $D0_{22}$ 结构中有三种不同类型的面缺陷：APB，CSF 和 SISF。根据刚球模型和几何条件，以穿过缺陷平面的原子键数量计算可能滑移面上的面缺陷能。计算面缺陷能时考虑中心成对原子相互作用以及与次近邻原子的相互作用。结

果列于表 6-1。{001}面中的 APB 能量比{111}面的低很多。

表 6-1　$L1_2$ 结构中的面缺陷能，有序能量 $V(r_k)=[\Phi_{AA}(r_k)+\Phi_{BB}(r_k)-2\Phi_{AB}(r_k)]/2$，$r'=(2/\sqrt{3})a$，式中 a 是晶格常数，$\Phi_{AB}(r_k)$ 是在 K 层最近邻原子相距 r_k 时的 A 和 B 原子的相互作用能

缺陷平面	缺陷	面缺陷能
(111)	APB	$[2V(r_1)-6V(r_2)]/(\sqrt{3}a^2)$
(111)	CSF	$[2V(r_1)-6V(r_2)]+4\Phi_{AA}(r')+\Phi_{AB}(r')]/(\sqrt{3}a^2)$
(111)	SISF	$2[3\Phi_{AA}(r')+\Phi_{BB}(r')]/(\sqrt{3}a^2)-2V(r_2)/a^2$
(001)	APB	

• p.259 •

6.3.2.1　$L1_2$ 结构

$L1_2$ 结构的滑移经常沿〈110〉方向进行。如图 6-3 所示，这些是{111}在面上的三种平面缺陷 APB，CSF 和 SISF，缺陷矢量分别是 f_A，f_C 和 f_{SF}。鉴于按刚球模型预测的缺陷矢量的偏移，对一个〈110〉超点阵位错来说，提出了包括两个 CSF，两个 APB 和一个 SISF 在内的六次分解，包括两个 CSF 和一个 APB 在内的四次分解，包括一个 APB 或者一个 SISF 在内的两次分解，如图 6-4 所示(Marcinkowski 等，1961；Kear 等，1968)，这些面缺陷能以 $E_{CSF}>E_{APB}>E_{SISF}$ 的顺序变化。根据 γ 表面计算和晶体对称性条件，对由刚球模型推导的位移矢量，APB 和 CSF 不总是稳定的，对 APB 和 CSF 来说，要获得静态的缺陷矢量，需在沿垂直和平行于缺陷矢量的方向上附加一位移(见图 6-4)。另一方面，(001)面的 APB 以及 SISF 在从刚球模型导出的位移矢量总是稳定的(Yamaguchi 等，1981b)。〈110〉超点阵位错的分解形式和材料的变形行为决定于材料的相对稳定性和这些面缺陷能。当 SISF 能极低时，显然六次分解比四次分解更易发生。然而，在这种情况，可能产生包括一个 SISF 在内的两次分解，因而六次分解极不可能。四次分解已在 Cu_3Au(Cockayne 等，1969；Sastry 和 Ramaswami，1976)、Ni_3Fe(Korner 等，1987)和 Ni_3Al(Veyssiére 等，1985)中被证实。

6.3.2.2　$L1_0$ 结构

• p.260 •

图 6-5 示出 $L1_0$ 结构(111)平面上的原子排列[见图 6-1(c)]。同 $L1_2$ 结构类似，按照刚球模型有三种面缺陷：APB(b_3)，CSF(b_{11})和 SISF(b_{31})。滑移沿〈110〉方向产生，但由于 $L1_0$ 结构的四方性，$[\bar{1}10]$和$[01\bar{1}]$滑移不相同。与 f.c.c. 情况类似，$[\bar{1}10]$位错(b_1)可分解为两个 Shockley 不全位错(b_{11}和 b_{12})，但在这种情况，CSF 在两个 Shockley 不全位错之间形成[图 6-5(b)]。$[01\bar{1}]$位错(b_2)可分解为四个超点阵不全位错，如图 6-5(c)所示，但是这种四次分解不同于 $L1_2$ 结构中的分解[见图 6-5(c)]。在这种情况下，具有 b_{31} 柏氏矢量的超点阵不全位错的运动产生 SISF，但不同原子种类间的有序排列没有打乱，因而这种位错分解具有反对称性。具有缺陷矢量 $1/2[01\bar{1}]$的 APB 总是稳定在(010)面上，其能量

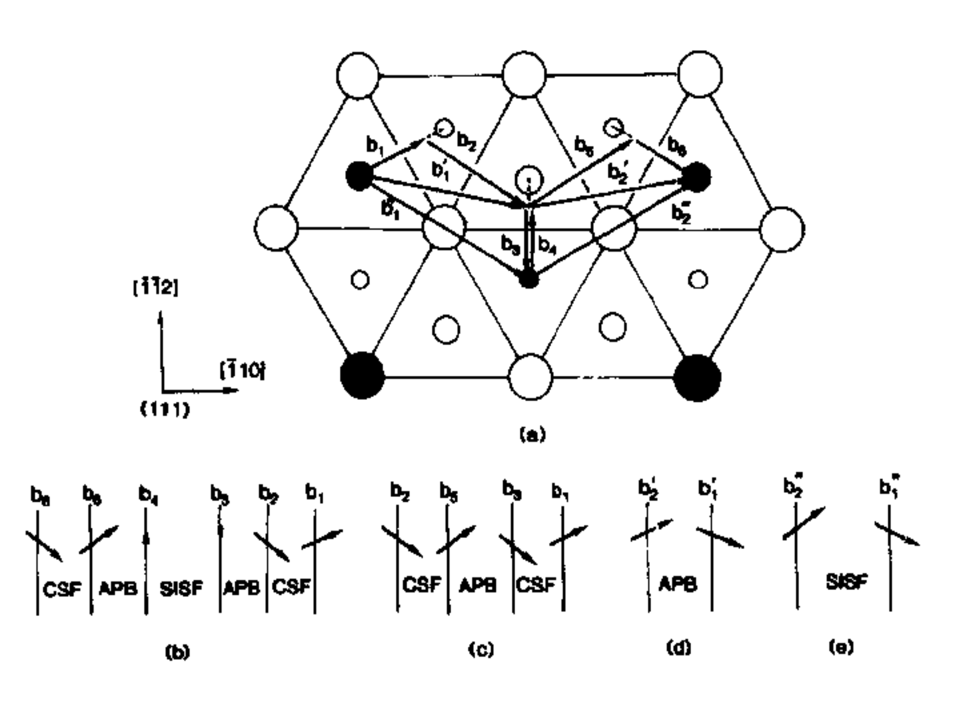


图 6-4　$L1_2$ 结构中的原子排列和(111)面上[$\bar{1}$10]位错可能的分解图
(a) 分解种类；(b) 六次分解；(c) 四次分解；(d) 两次分解(APB 分裂)和(e) 两次分解(SISF 分裂)(Marcinkowski 等，1961；Kear 等，1968；Yamaguchi 等，1981b)

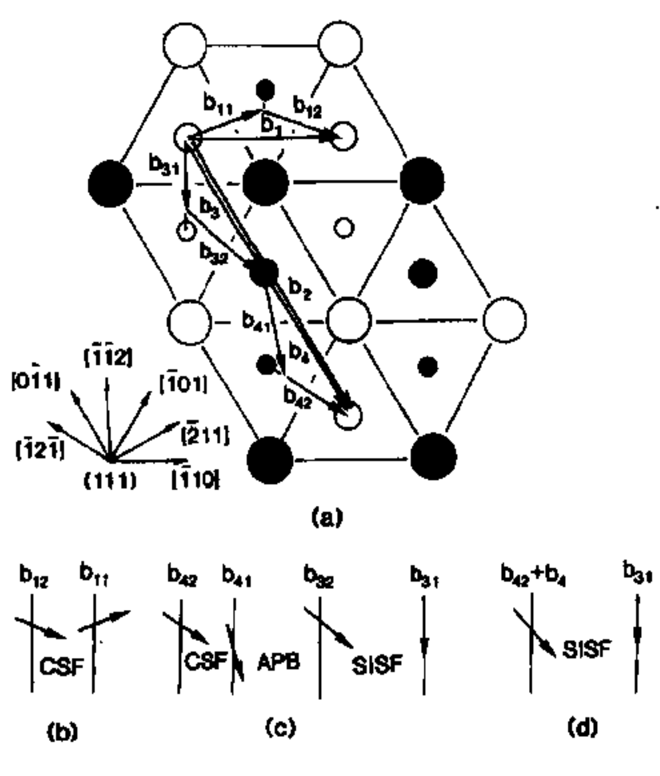


图 6-5　$L1_0$ 结构的原子排列以及(111)面上[$\bar{1}$10]和[01$\bar{1}$]位错可能的分解图(Amelinckx，1979；Greenberg，1989)

低于(111)面的，与 $L1_2$ 结构的 APB 相似。{111}面 APB 的能粗略估算为 $L1_2$ 结构的两倍。当 APB 能比 SISF 能高很多时，图 6-5(c)所示的分解已不大可能，[01 $\bar{1}$]位错的分解从图 6-5(c)所示变为图 6-5(d)所示(Amelinckx，1979)。在 $L1_0$ 金属间化合物中，b_{31}的运动起很重要的作用，后面伴随产生 SISF。b_{31} 型 Shockley 不全位错在几个邻近的(111)面的扩展产生孪晶，是 $L1_0$ 化合物中的主要变形方式。在 TiAl 中发现大量的孪晶(Lipsitt 等，1975)。假如 b_4 的分裂是在(1 $\bar{1}$1)面发生而不在(111)面发生，那么〈101]位错可在沿位错线交叉的两个{111}面上产生非平面分裂(Greenberg，1989)。

• p. 261 •

6.3.2.3 $D0_{22}$结构

$D0_{22}$结构是从 $L1_2$ 结构演变而来的，为简便和便于与 $L1_0$ 和 $L1_2$ 结构比较，晶体学平面和方向的 Miller 指数用 f.c.c. 的符号给出。$D0_{22}$结构中，在最密堆的{111}面上，1/2〈112]是最短的 、〈110]是次短的、〈101]是第三短的晶格过渡矢量。因为 c/a 在 Al_3Ti，Al_3V 和 Ni_3V 中接近等于 2，所以〈101]过渡矢量比其它的大很多。事实上，没有观察到〈101]滑移。(111)面上可能的面缺陷为 APB-Ⅰ(1/2〈110])，CSF(1/6〈211])和 APB-Ⅱ(1/2〈101])。APB-Ⅰ可在(001)面上产生，预计其能量比(111)面的低得多，因为与 $L1_2$ 和 $L1_0$ 结构相似，没有与最近邻原子相互作用的因素。因此，由于分解的〈110]位错在{111}面上的不可动特性，〈110]位错在(001)面的分裂对 $D0_{22}$结构的高温变形模式起主要作用。

1/2〈112]位错的四次分解包括一个 SISF、一个 APB-Ⅱ和一个 CSF，与 $L1_0$ 结构的情况非常相似。APB-Ⅱ的能量比 APB-Ⅰ的稍低。由于 SISF 能比其它缺陷能相对低些，1/6〈112]型 Shockley 不全位错独立运动，拖曳堆垛层错并导致孪晶，但这一过程不打乱有序结构的对称性。事实上，在 Ni_3V 中观察到大量的{111}〈11$\bar{2}$]孪晶(Vanderschaeve 等，1979；Vanderschaeve 和 Escaig，1983)。

6.3.3 $B2$，$D0_3$ 和 $L2_1$ 结构

在基于体心立方晶格的 $B2$，$D0_3$ 和 $L2_1$ 结构中[见图 6-1(a)]，除 APB 外，没有其他稳定的内禀型堆垛层错，类似于基本 b.c.c. 结构(Vitek，1968，1974)。在 $B2$ 结构中，在可能的滑移面{110}和{112}面上，只存在一种位移矢量为 $a/2$〈111〉的 APB。两个面上的 $a/2$〈111〉-APB 在由刚球模型预测的位置上总是稳定的，并预计要发生 a〈111〉超点阵位错的两次分解。

在 $D0_3$ 和 $L2_1$ 结构中，两种不同类型的 APB-Ⅰ和 APB-Ⅱ分别存在于邻近 $f_1=a/4$〈111〉、f_2 和 $f'_2=a/2$〈111〉的缺陷矢量上。由图 6-6(a)中(110)面的 γ 表面计算可见，基于刚球模型假设，Paidar(1976)发现与 APB-Ⅰ对应的局部最小值从 f_1 演变为 $f_1+f'_1$，而 APB-Ⅱ存在于 $a/2$〈111〉。需要附加缺陷矢量 f'_1 以稳定 APB-Ⅰ。对(110)面的 APB-Ⅰ，f'_1 沿〈001〉方向，对(112)面的 APB-Ⅰ，f'_1 沿〈111〉方向。f'_1 的大小随材料不同而异，增大 f'_1 可使 APB-Ⅰ失稳。

鉴于 APB 驻点偏移，图 6-6(b)和 c 示出 $D0_3$ 和 $L2_1$ 结构中〈111〉超点阵位错的分解图(Yamaguchi 等，1981a)。决定 APB 稳定性的两次和四次分解可能发生，并且在 Fe_3Al(Crawford 和 Ray，1977)和 Fe_3Si(Hanada，1984)中可以观察到。$L2_1$ 结构中可能有〈111〉、〈001〉和〈110〉的滑移方向，随着能量和 APB 的不稳定性倾向增加，发生下列转变：

• p. 262 •

$$\begin{aligned} 4 \times a/4\langle 111\rangle &\longrightarrow 2 \times a/2\langle 001\rangle \\ &\longrightarrow a\langle 110\rangle \end{aligned} \tag{6-1}$$

a〈001〉位错可分解为两个 $a/2$〈001〉超分位错，伴生总是稳定的 $a/2$〈001〉-APB。在强有序的 $L2_1$ 结构中，如在抗氧化性很好的高温结构材料 Ni_2AlTi 和 Co_2AlTi 中(Strutt 等，

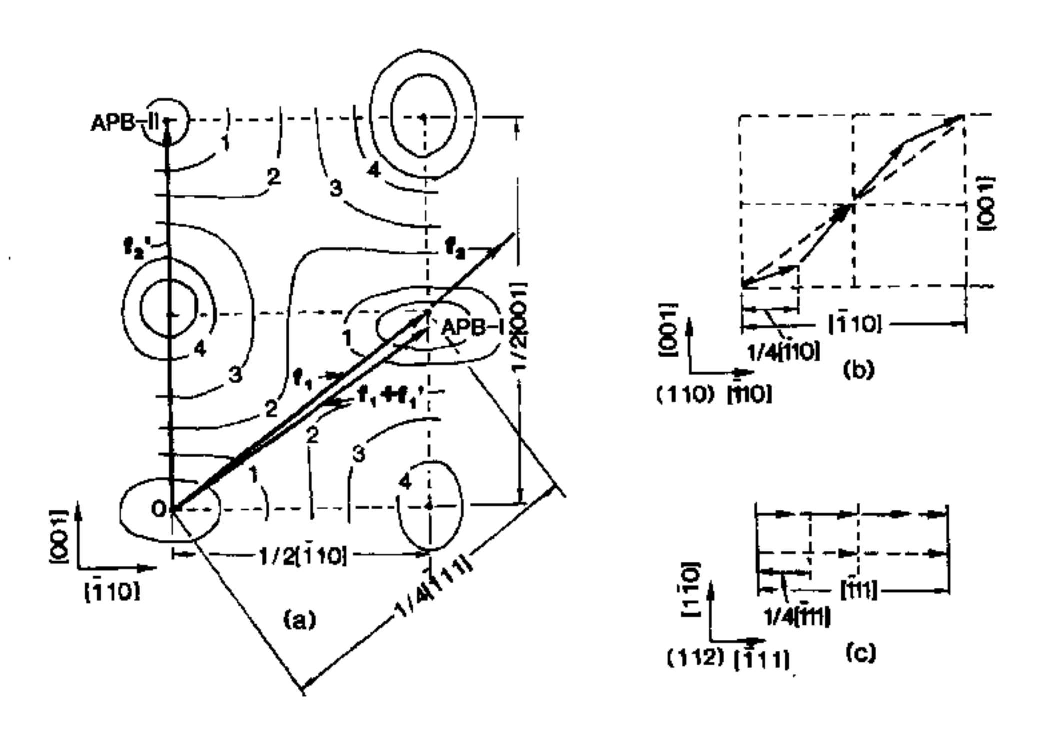


图 6-6 $D0_3$ 结构中的(110)γ 表面和〈111〉超点阵位错可能发生的分解图 (Paidar,1976);(b) (110)面上;(c) (112)面上(Yamaguchi 等,1981a)。在(a)中,缺陷能量随数字的增加而增加

1976a,b)观察到了 a〈110〉和 a〈001〉位错。

· p. 263 ·

6.3.4 $D0_{19}$结构

由于在具有 $D0_{19}$结构的几个化合物中观察到(0001),{10 $\bar{1}$1}和{11 $\bar{2}$1}滑移,图 6-7 给出了这些面上的 1/3〈11 $\bar{2}$0〉位错分解和面缺陷。面缺陷 APB,CSF 和 SISF 的稳定性以及位错分解可以从 $D0_{19}$结构(0001)面与 $L1_2$ 结构{111}面的原子排列相似性看出。图 6-7 表明,基面的 SISF,{10 $\bar{1}$0}面的 1/3〈11$\bar{2}$0〉-APB 和{11$\bar{2}$0}面的 1/2〈10$\bar{1}$0〉-APB 总是稳定的,但其它的稳定或不稳定完全由几何条件推导的缺陷矢量偏离结果而定(Vmakoshi 和 Yamaguchi,1981b)。基面上 1/3〈11$\bar{2}$0〉超点阵位错的分解特征取决于 APB 和 CSF 的稳定性和能量,这与 $L1_2$ 结构的{111}面上〈110〉超点阵位错类似。当 APB 和 CSF 都稳定时,

(a) $\boldsymbol{b}=\boldsymbol{b}_1+\boldsymbol{b}_2+\boldsymbol{b}_5+\boldsymbol{b}_6$,或者

$\boldsymbol{b}=\boldsymbol{b}_1+\boldsymbol{b}_2+\boldsymbol{b}_3+\boldsymbol{b}_4+\boldsymbol{b}_5+\boldsymbol{b}_6$

当 CSF 不稳定而 APB 稳定时,

(b) $\boldsymbol{b}=\boldsymbol{b}'_1+\boldsymbol{b}'_2$

当 APB 和 CSF 都不稳定时,

(c) $\boldsymbol{b}=\boldsymbol{b}''_1+\boldsymbol{b}''_2$

具有大的柏氏矢量,如 $\boldsymbol{b}''_1$ 和 $\boldsymbol{b}''_2$ 的超点阵不全位错的核心可能进一步分解成分位错(fractional dislocations),并且这种分位错形成不可动的非平面核心。(b)或者(c)分解时,基面

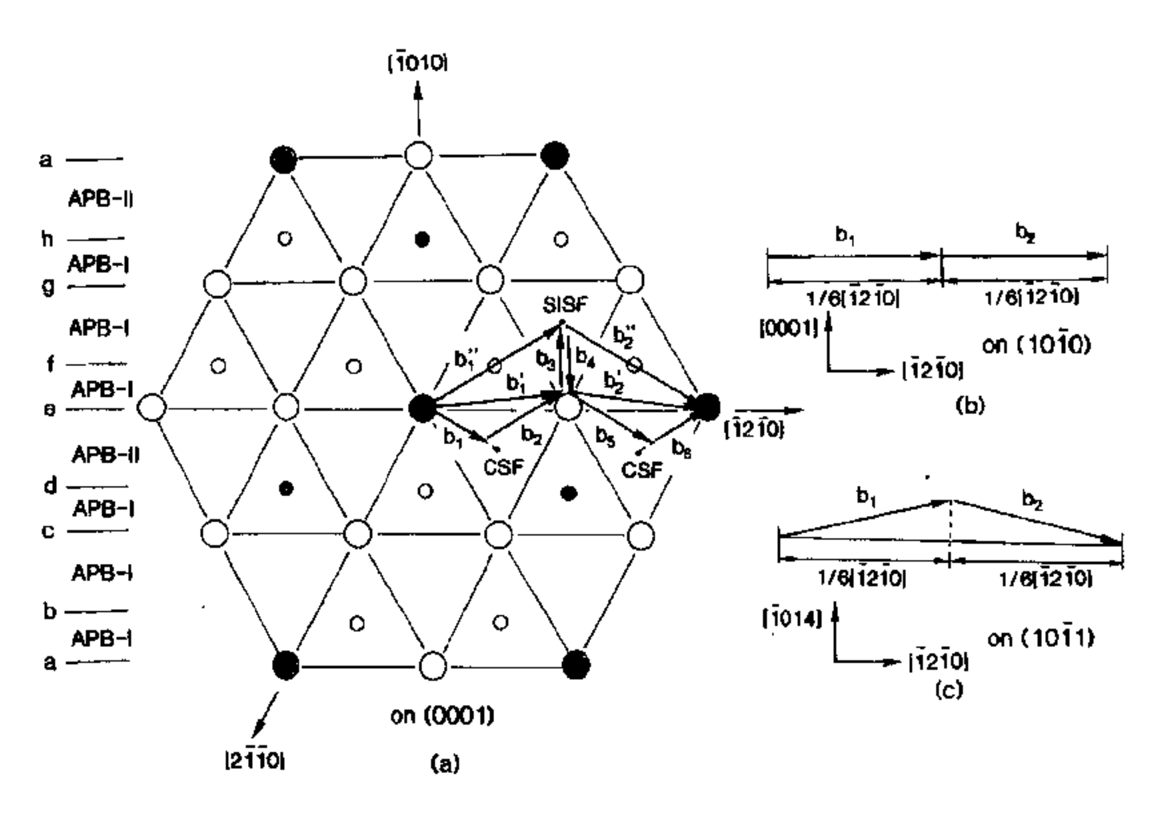


图 6-7 $D0_{19}$结构中 1/3⟨11$\bar{2}$0⟩超点阵位错可能发生的分解图。(a) 在(0001)面；(b) 在(10$\bar{1}$0)面；(c) 在(10$\bar{1}$1)面(Umakoshi 和 Yamaguchi，1981b)

滑移将减少。在{10$\bar{1}$0}面上，1/6⟨11$\bar{2}$0⟩-APB 总是稳定的，1/3⟨11$\bar{2}$0⟩超点阵位错可分解成两个 1/6⟨11$\bar{2}$0⟩超不全位错。因此，取决于基面的位错分解类型和相关的超不全位错的核心结构，{10$\bar{1}$0}斜方晶面的滑移比基面更易产生。事实上，在 Mg_3Cd(Stoloff 和 Davies，1964a，b)，Ti_3Sn(Jones 和 Edington，1973)和 Ti_3Al(Minonishi 和 Yoo，1990a，b；Minonishi，1991；Umakoshi 等，1991e)中都已观察到{10$\bar{1}$0}和⟨11$\bar{2}$0⟩滑移。由于最近邻原子的交互作用没有对那个面上的 APB 能作出贡献，基面上的 APB 能有望是最低的。虽然驻点可能沿垂直⟨11$\bar{2}$0⟩的方向偏离，但{10$\bar{1}$1}{10$\bar{1}$2}面上的 1/3⟨11$\bar{2}$0⟩超点阵位错能分解成两个超分位错。1/3⟨11$\bar{2}$6⟩超点阵位错能在{10$\bar{1}$1}和{11$\bar{2}$1}面上分解成包含层错的四个超分位错和 1/6⟨$\bar{1}\bar{1}$26⟩-APB，并且能够运动。在 Mg_3Cd(Davies 和 Stoloff，1964；Stoloff 和 Davies，1964a，b)和 Ti_3Al(Minonishi 和 Yoo，1990a，b；Umakoshi 等，1991e)中观察到了{11$\bar{2}$1}⟨$\bar{1}\bar{1}$26⟩滑移。

6.4 金属间化合物的变形行为

6.4.1 滑移系和位错核心结构的影响

• p. 264 •

晶体的塑性性能由其晶体结构表征。例如，面心立方晶体，如像 Al 和 Cu，总是由{111}⟨110⟩滑移系变形，并且它们的流变应力和变形温度无关。而在体心立方晶体中，滑移在{110}，{112}面进行，有时在取决晶体方位的非结晶学平面进行，并且流变应力随温

度的降低而快速增长。塑性性能的这种显著差别可由位错核心结构解释[见 Vitek(1974)的综述和本丛书的第 1 卷第 7 章]。除由于基本晶格产生的一般塑性行为外,原子有序化将产生新的、特殊性能。

在 $B2$ 型金属间化合物中,滑移方向不是〈111〉,就是〈001〉。Rachinger 和 Cottrell (1956)根据有序化能量,首次对 $B2$ 型金属间化合物的滑移方向作了理论预测。一个〈111〉超点阵位错可以分解成两个 1/2〈111〉超分位错,并产生一个 APB。为了保持 APB 带的表面张力和弹性斥力间的平衡,(hkl)面上两个超分位错的分离距离(r)由 Stoloff 和 Davies(1964a)给出。

$$r=\frac{a^2\sqrt{h^2+k^2+l^2}}{4VhS^2}\frac{Gb^2}{2\pi}\cdot[\cos^2\theta+\sin^2\theta/(1-\nu)] \qquad (6\text{-}2)$$

式中,G 是剪切模量,b 是超分位错的伯格斯矢量,a 是晶格常量,ν 是泊松比,θ 是位错线与伯格斯矢量间的夹角,V 是有序化能量,S 是长程有序度。随有序化能量增加,其分离距离接近晶格常量时,它不再代表一个真位错分解,并可能存在〈001〉位错(Rachinger 和 Cottrell,1956)。根据位错能量观点,一个扩展位错的能量是两个超分位错自身能量、弹性能量和 APB 带能量的总和。在强有序化 $B2$ 型化合物中,如 NiAl,CoAl,AgMg 和 AuZn,〈001〉位错与分解的〈111〉超点阵位错间的能量差比体心立方晶体中的小,因此,不同位错的相对可动性可能是确定开动滑移系的一个重要因素(Ball 和 Smallman,1966;Potter,1970)。在 AgMg(Aboelfotoh,1972),AuZn(Schulson 和 Teghtsoonian,1969)和 NiAl(Ball 和 Smallman,1966)中,观察到滑移方向在低温时从〈111〉转变到〈001〉,这与晶体取向有关。

〈001〉位错核心结构的原子研究对〈001〉低温滑移优先在 $B2$ 化合物而不是优先发生在体心立方晶体中进行作了解释。

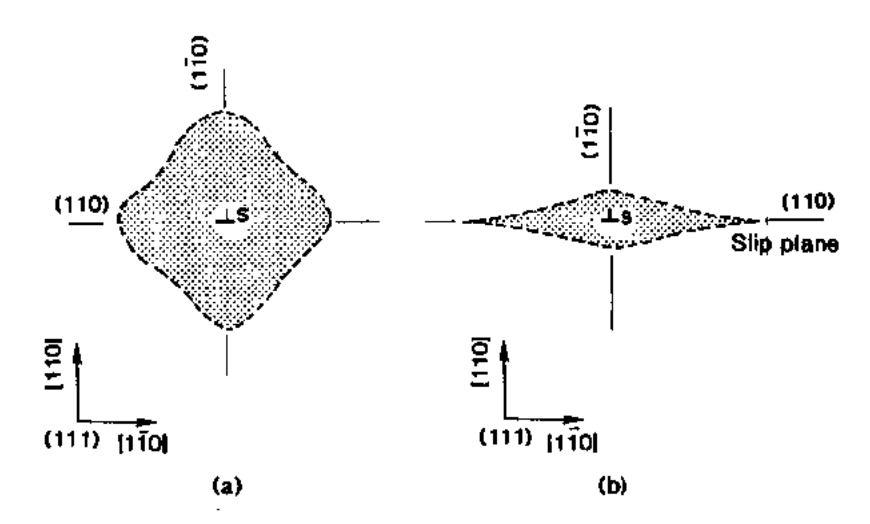


图 6-8 〈001〉螺位错的位错核心结构图 (a) 体心立方晶格;(b) $B2$ 晶格阴影部分是存在平行于[001]方向的大的位移(Yamaguchi 和 Umakoshi,1975a)的区域

图 6-8 示出了体心立方和 $B2$ 晶格中〈001〉螺位错的位错核心结构图。位错的弹性中心位于 S 位置,原子松弛到新的平衡位置[详细见 Vitek(1974)的综述]。图中阴影部分分

布在位错弹性中心周围，这里原子间有平行于柏氏矢量（柏氏矢量的连续分布）的大的相对位移. 由于体心立方晶体中的〈001〉螺位错的核心是非平面的（圆柱形核心），如图 6-8(a)所示，在净位移之前，需要施加一个高应力使核心转变成一个可滑移的平面结构。因此，由于高的 Peierls 应力，不可能观察到〈001〉滑移。原子有序化改变了〈001〉螺位错的核心结构。*B*2 化合物中〈001〉螺位错的大的非弹性位移大多数限制在单个的(110)面上（平面核心），因此，如图 6-8(b)所示，位错易于在(110)面运动（Yamaguchi，Umakoshi，1975a，b；1976）。

· p. 265 ·

对 *B*2 化合物中的〈111〉滑移方向，滑移将在 APB 能最低的{110}面产生。然而，发现观察到的滑移面随晶体取向不同而不同，并且经常是非晶体学平面。为了研究所开动滑移面对晶体取向的依赖关系，观察的滑移面随取向的变化可以按类似于体心立方金属和合金中〈111〉滑移所用的方式绘制成 ψ χ 曲线，如图 6-9 所示。例如，取[111]为滑移方向，则 χ 是最大分切应力(MRSS)面与参考面($\bar{1}01$)面之间的夹角，ψ 是观察到的滑移面与参考面($\bar{1}01$)面之间的夹角。在压缩状态，($\bar{2}11$)面($\chi=30°$)[111]方向的剪切处于孪晶状态。而($\bar{1}\,\bar{1}2$)面($\chi=-30°$)的剪切处于反孪晶状态。

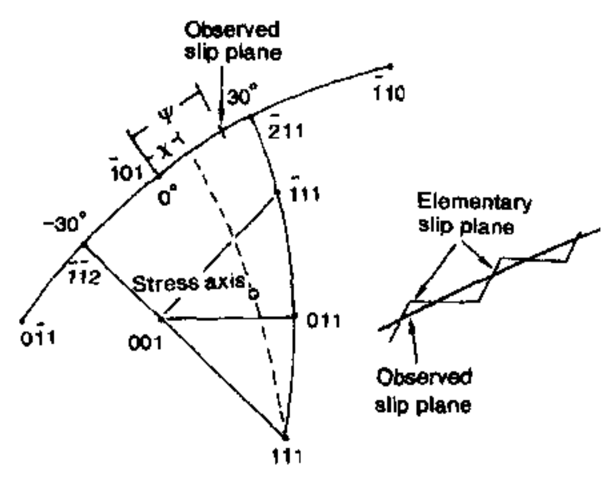


图 6-9 [111]方向立体投影图，表明〈111〉型滑移中 χ(应力轴)和 ψ(观察到的滑移面)的定义

虽然 ψ-χ 关系随材料不同而不同，但是图 6-10(a)表明 ψ 趋向简并成 30°，并且在除 FeCo 以外的几乎所有 B2 结构化合物中，〈111〉超点阵位错的最基本滑移面是低温时的{112}面(Yamaguchi，1982)。因此{112}在低温滑移的强烈趋势不能直接由 APB 效应解释，可能归因于位错核心结构效应。

· p. 266 ·

Takeuchi(1980)，Umakoshi 等(1983)以及 Yamaguchi 和 Umakoshi(1984)已经进行了〈111〉超点阵螺位错的核心原子结构研究。由图 6-11 可见，*B*2 晶格的 1/2〈111〉超分位错的核心结构与体心立方晶格中的 1/2〈111〉螺位错的非常相似。超分位错的核心是非平面的，平行于〈111〉方向的大的非弹性位移主要沿三个基本交叉的{110}面扩展，但它们不在 APB 上折叠。三层层错也在{112}面上延展，{110}面上的层错尖端保持孪晶状态。这个核心首先沿{$10\bar{1}$}面运动，改变结构后，沿($1\bar{1}0$)面产生第二次跳跃。观察到的滑移面源于两个相当的{110}型交替滑移的组合。在{112}面产生的位错核心前的多层层错对 *B*2 型金属间化合物低温{112}滑移的强烈趋势有重要作用。

如图 6-10b 所示，随变形温度升高，|ψ| 逐渐简并为 0°。这表明{110}滑移更易进行。虽然超分位错在孪晶{112}面有强烈的滑移趋势，但第一次跳跃总是沿一个{110}面发生。因此，由于热激活，分位错可能相继跟随出现一系列基本跳跃。在高温下，Peierls 应力迅速下降，APB 对〈111〉超点阵位错运动起重要的作用。

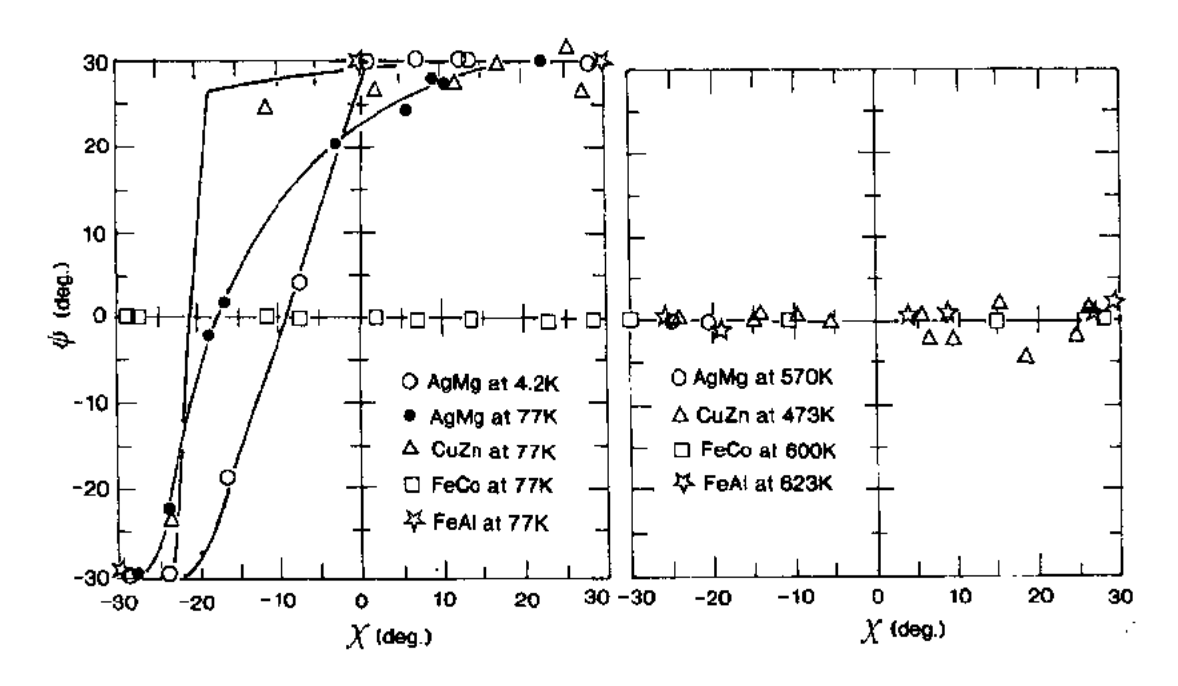


图 6-10 *B*2 化合物〈111〉滑移 ψ-χ 关系，(a) 低温，(b) 高温(Yamaguchi,1982)

• p. 267 •

Ni_2AlTi 和 Co_2AlTi 的 $L2_1$ 结构很稳定，有序结合力很强，使包含诸如 APB 的有序缺陷的位错分解很少发生。事实上，在体心立方晶格中不常见的 $a/2\langle110\rangle$全位错在高温时被激活，而取代〈111〉和〈001〉超点阵位错(Strutt 等，1972，1976a)。在高温呈现高强度和良好蠕变抗力的 Ni_2AlTi 和 Co_2AlTi 中观察的〈110〉滑移的滑移面是非晶体学{h $\bar{h}$k}面，它们被认为是由〈110〉滑移方向区域的基本的{110}与{100}面复合滑移组成(Yamaguchi 等，1984；Umakoshi 等，1985b；1986)。这种滑移行为也可由 a/2〈110〉螺位错的核心结构得到解释，该螺位错在{110}面有扩展的平面核心结构，并分裂成两个完全分离的非螺型的 a/2〈111〉超分位错(Umakoshi 等，1985a)。

在诸如 Ni_3Al 的 $L1_2$ 型金属间化合物中发现的最显著特征之一是其反常强化行为，这与〈110〉超点阵位错的特殊滑移密切相关。对于滑移系，{001}〈110〉滑移在反常强化峰值温度之上的高温区域出现，与普通的面心立方金属一样，$L1_2$ 型金属间化合物可在峰值温度之下由{111}〈110〉滑移变形。通常，如 6. 3. 2. 1 节所述，一个〈110〉超点阵位错有包含一个 APB 的两次或四次分解。由于{001}面的 APB 能低于{111}面的，因此位错易于在{001}面分解，但{001}面上分解的位错在低温时不能滑动。Flinn(1960)首先指出 APB 能量的各向异性，随后 Kear 和 Wilsdorf(1962)，Thornton 等(1970)以及 Takeuchi 和 Kuramoto(1973)将此用于交滑移模型，以解释反常强化机制(见 6. 4. 2. 1 部分)。

• p. 268 •

位错核心结构的原子计算解答了为什么{001}面上位错不可滑动的原因(Yamaguchi 等，1982；Tichy 等，1986；Farkas 和 Savino，1988)。{111}面上 APB 后的一个 1/2〈110〉超分位错具有完整的平面核心，该核心在{111}平面上分解成两个重叠的 Shockley 分位错，与 f. c. c. 金属类似，它们在应力作用下易于在{111}面运动[见图 6-12(a)]。另一方面，{001}面上的带有 APB 的 1/2〈110〉超分位错的非弹性位移从不在{001}面上扩展，

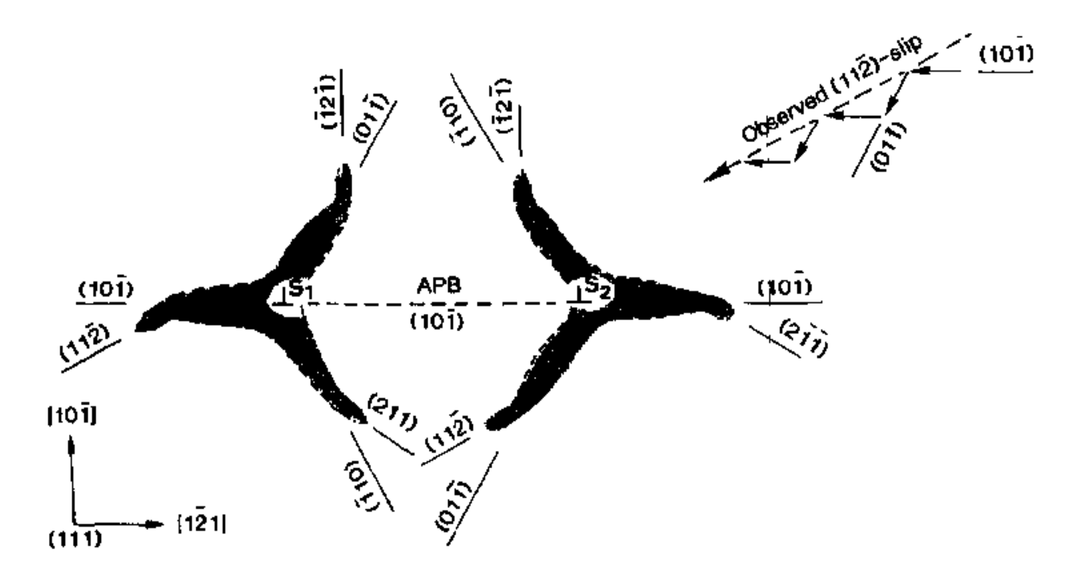


图 6-11 *B*2 晶格中两个分解的 1/2⟨111⟩超分位错的位错核心结构图。弹性中心位于 *S* 点。阴影部分是平行于柏氏矢量的非弹性位移的主要分布区域(Umakoshi 等,1983)

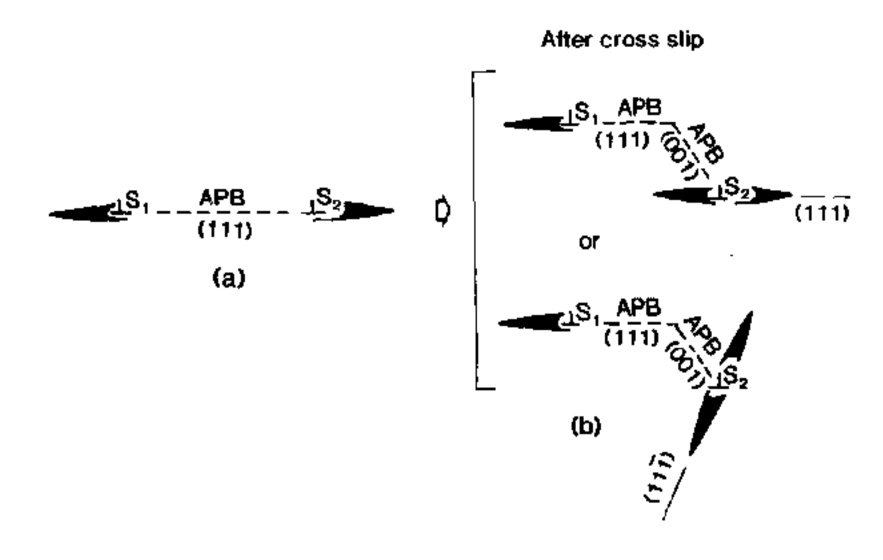


图 6 12 $L1_2$ 结构中平行于环绕⟨110⟩螺位错的柏氏矢量的非弹性位移的代表图。S_1 和 S_2 代表 1/2⟨110⟩超分位错的弹性中心(Yamaguchi 等,1982)

并且它们被限制在某个沿位错线交叉的{111}面上(见图 6-12b)。因此,超分位错在{001}面不可滑动,而且已经从{111}面交滑移到{001}面的位错部分成为整个位错运动的钉扎点。由于从不可动结构转变为可动结构需要热激活,因此{001}滑移只在高温发生。

由于{111}面 SISF 能量低,APB 能量高,在 Pt_3Al 中可能产生带 SISF 的分解,低温时,在 Pt_3Al 中观察到屈服应力急剧增加(Wee 等,1984;Heredia 等,1989)。低温时 Pt_3Al 屈服应力随温度的变化关系与体心立方金属类似。在{111}面分解成两个 1/3⟨112⟩超分位错,并包括一个 SISF 的⟨110⟩超点阵位错的高 Peierls 应力也起因于非平面核心结构。扩展的核心形状取决于基本晶体结构,除此之外,也受原子有序化影响。因此,在几种金属间化合物中观察到一种独特的滑移行为。

如表 6-2 所示，在 $D0_{19}$金属间化合物中，滑移在基面和棱形面上进行，偶尔在锥形面上进行。开动的滑移结构和滑移系与可能滑移面上平面缺陷的稳定性和能量密切相关，如 APB，CSF 和 SISF（见 6.3.4 节）。其中一个例子是 Mg_3Cd。除在无序状态起主导作用的基面滑移外，原子有序化可激活非基面滑移，因为非基本平面的APB能量低于基本平面(Davies 和 Stoloff，1964；Stoloff 和 Davies，1964b)。开动的滑移系数量的增加使 Mg_3Cd 在有序态比在无序态有更好的塑性。在二元 Mn_3Sn（Takeuchi 和 Kuramoto，1974）和 Ti_3Al (Sastry 和 Lipsitt，1977；Lipsitt 等，1980；Yang，1982；Keran，1984；Thomas 等，1987；Court 等，1989)中，由于$(0001)\langle 11\bar{2}0\rangle$滑移系产生的应变与$\{11\bar{2}0\}[0001]$滑移系的相同，沿$\langle 11\bar{2}0\rangle$和$[0001]$方向的初始和二次滑移模式的组合也只有四个独立的滑移系。因此不能满足多晶体塑性变形的 von Mises 判据，说明这些化合物塑性低。尽管在二元 Ti_3Al 中几次观察到了柏氏矢量包括一个 c 组元的 $1/3\langle 11\bar{2}6\rangle$位错，但由于位错密度太低，对塑性行为没有贡献。按照 Ti_3Al 单晶的最新实验结果，只有在接近$[0001]$角的有限方位才能观察到$\{11\bar{2}1\}\langle\bar{1}\bar{1}26\rangle$滑移。因为在其它方位，$\{11\bar{2}1\}\langle\bar{1}\bar{1}26\rangle$滑移系的临界分切应力(CRSS)是$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$滑移系的 8 倍(Minonishi，1991；Umakoshi 等，1991e)。CRSS 具有一个反常的强化峰。在 600℃以上，$\langle 11\bar{2}0\rangle$位错攀移运动的高活跃性导致 Ti_3Al 塑性提高，但屈服应力同时急剧下降。为了提高 $D0_{19}$金属间化合物的塑性，柏氏矢量包含一个 c 组元的位错的非基本滑移是必要的。最吸引人的合金设计是用铌改进的 Ti_3Al 化合物。加 Nb 可降低滑移的平面特征，提高非基面滑移的可能性，从面提高塑性(Sastry 和 Lipsitt，1977)。

表 6-2 观察到的各种 $D0_{19}$型金属间化合物的滑移系

化合物	主要滑移系	次要滑移系
Mg_2Cd	$(0001)\langle 11\bar{2}0\rangle$，	$\{11\bar{2}2\}$
	$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$	$\{10\bar{1}1\}\langle 1\bar{2}10\rangle$，
Ti_3Sn	$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$	$(0001)\langle 1\bar{2}1C\rangle$
		$\{1\bar{1}00\}[0001]$
Ti_3Al	$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$	$\{11\bar{2}1\}\langle\bar{1}\bar{1}23\rangle$
Mn_3Sn	$(0001)\langle 1\bar{2}10\rangle$，	$\{10\bar{1}1\}\langle\bar{1}\bar{1}23\rangle$
	$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$	
Ti_6AlGa	$(0001)\langle 1\bar{2}10\rangle$，	$\{11\bar{2}1\}\langle\bar{1}\bar{1}26\rangle$
	$\{10\bar{1}0\}\langle 1\bar{2}10\rangle$	

6.4.2 强度和流变应力

6.4.2.1 反常强化和强化机制

在金属间化合物中已经观察到有序晶格超点阵位错以位错对或组群的形式运动，导致各种吸引人而有意义的力学性能和塑性行为。其中之一是强度随温度升高而升高的反常现象，即所谓正温度效应，在各种化合物中，例如 Ni_3Al，Co_3Ti，Ni_3Ge($L1_2$)，FeCo，CoTi，CuZn ($B2$)，Fe_3Al，$Fe_3(Al,Si)$($D0_3$)，Ti_3Al，Mn_3Sn($D0_{19}$)和 TiAl($L1_0$)，都在中温发现了这种效应。根据反常强化机制，反常强化行为可以分成不同的组类。

不同位错转变的作用

Stoloff 和 Davies(1966)根据超点阵位错以位错对或组群运动转变为单位位错运动，首先提出了 FeCo 化合物的一个可能的反常强化机制。在完全有序化的 $B2$ 结构中，已知变形受由两个超分位错夹一 APB 组成的<111>超点阵位错控制。超分位错的间距取决于有序化能量和长程有序度(S)。随着 S 降低，当这个间距超过 $400\boldsymbol{b}$($\boldsymbol{b}$ 是柏氏矢量)时，宽分解后的每个超分位错开始单独滑动，并要求一个附加应力，使超分位错脱离 APB 的跟随。只要单位位错独立运动，屈服应力随温度升高而下降就归因于热激活。在有序化温度(T_c)之下，S 随温度降低而急剧增加，将增加促使变形的位错对的数量，并使屈服应力下降。根据这一机制，反常的强化峰值将于正好低于 T_c 的温度产生。在 T_c 温度，大部分位错以超位错运动。而且重要的是没有强的方位依赖性。

这个机制也适应于从 $L2_1$ 到 $B2$ 结构转变的 Ag_2MgZn 的反常强化，如图 6-13 所示(Yamaguchi 和 Umakoshi，1980)，峰值温度稍低于 T_c(约为 $0.92T_c$)，以及 CRSS 与温度关系曲线形状不仅对晶体取向，而且对开动滑移系的依赖性均很弱，就证实了这一点。在化合物 Ag_2MgZn 中，从四次分解向两次分解转变相当于从 $L2_1$ 结构向 $B2$ 结构转变(见 6.3.3节)。

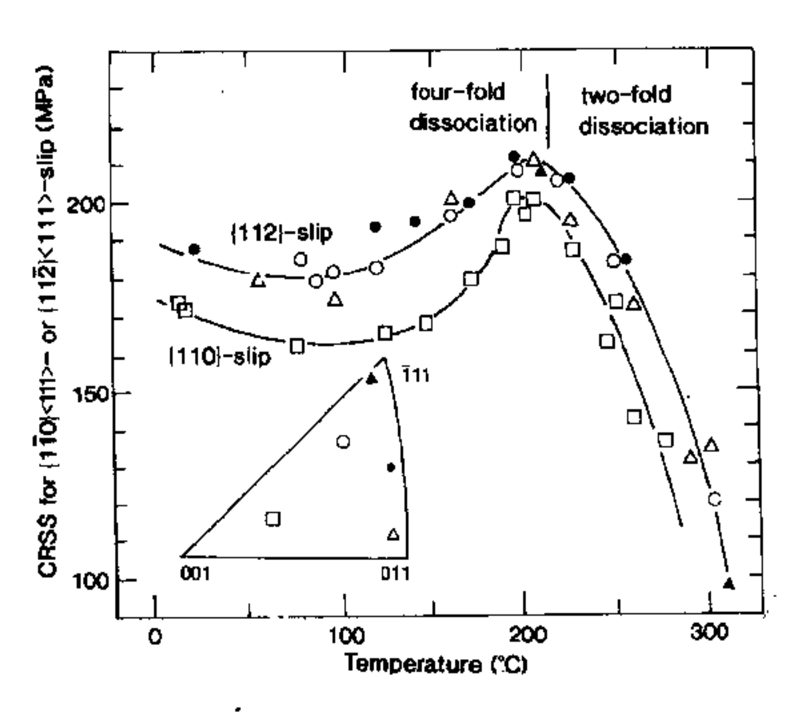


图 6-13 Ag_2MgZn 单晶中{110}和{112}滑移的 CRSS 与温度的关系(Yamaguchi 和 Umakoshi，1980)。图中的符号对应于单元三角形[001]-[011]-[$\bar{1}$11]

交滑移模型

• p. 271 •

在镍基 $L1_2$ 化合物，如 Ni_3Al 和 Ni_3Ga 中也发现了反常强化行为，这些化合物在接近其熔化温度仍保持完全有序化。这些化合物一个显著的特征是应力从室温就开始反常增加，其峰值温度和流变应力强烈地依赖于晶体方位。普遍接受的一种反常强化模型是交滑移机制，它以{111}而和{001}面位错核心结构和可动性的差异，以及 APB 能量的各向异

性为基础。这个模型首先由 Kear 和 Wilsdorf 提出(1962)。如 6.4.1 节所述,{001}面的⟨110⟩超点阵螺位错的核心从不在{001}面扩展,但形成不可动的结构,而{111}面上的位错呈现可动的平面核心结构(见图 6-12)。从 APB 能量的观点看,位错最易在{001}面上分解。因此,{111}面上的一部分运动螺位错受热激活可交滑移到{001}面上,并成为整个位错运动的拖曳点。产生拖曳点的驱动力是{001}交滑移面上热激活过程产生的应力分量,Takeuchi 和 Kuramoto(1973)已经证明 Ni_3Ga 中在{001}交滑移面上具有大的应力分量的试样,其{111}⟨$\bar{1}$10⟩滑移系的 CRSS 较大,从面证明螺位错交滑移到{001}面是在峰值温度以下的变形机制。

按照 $L1_2$ 结构中⟨110⟩超点阵位错核心的计算结果,(111)面上的 1/2[$\bar{1}$01]超分位错核心有一分裂结构,由柏氏矢量为 1/6[$\bar{2}$11]和 1/6[$\bar{1}\bar{1}$2]的两个 Shockley 部分位错组成。交滑移后,超分位错从不在{001}面上扩展,而在(111)或($\bar{1}$11)面扩展(见图 6-12)。当交滑移发生时,在初始(111)面和第二(1$\bar{1}$1)面上两个 Shockley 部分位错的间距很重要。交滑移前,两分位错被限制在初始(111)面上,面交滑移后,要求它们在第二(1$\bar{1}$1)面上扩展。由于在应力作用下两个 Shockley 分位错刃型分量的作用,部分位错发生束集和扩展。由于拉伸或压缩应力以不同的方式影响两 Shockley 分位错的间距(核心宽度),因而拉伸/压缩时的屈服应力呈现反对称现象。

Paidar 等(1984)用双重扭折形成过程给出了交滑移的激活焓,并通过两个 Shockley 部分位错的间距估算屈服应力拉伸/压缩的反对称性。反对称性由 K 给出

$$K = [1 - \chi(N + \sqrt{3})(2N - \sqrt{3})/(3N - \sqrt{3})\sqrt{3}]Q,$$
$$Q = \tau_e/\tau_p, N = \tau_c/\tau_p \tag{6-3}$$

式中,τ_e,τ_p 和 τ_c 分别是(111)[$\bar{1}$2$\bar{1}$],(111)[$\bar{1}$01]和(010)[$\bar{1}$01]滑移系的分切应力。N 和 Q 分别代表应力分量对 1/2[$\bar{1}$01]超分位错从(111)面到(010)面的交滑移难易程度的影响以及应力对束集(111)面上两超分位错核心难易程度的影响。χ 是交滑移前后核心束集效应相对重要性参数,随材料不同而异。

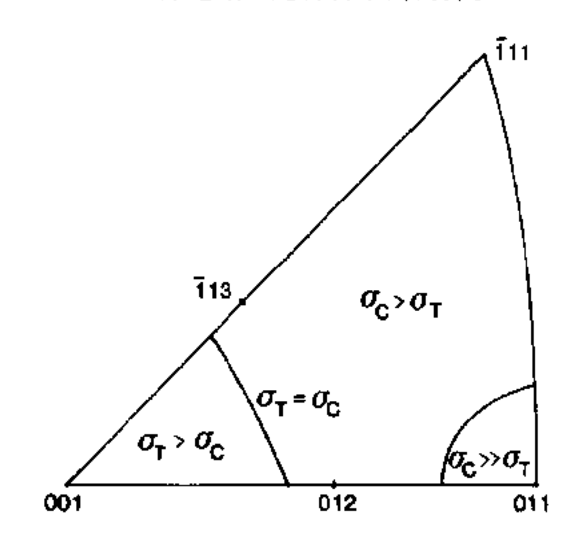


图 6-14 400K 时 $Ni_3(Al,Ta)$单晶中拉伸(T)和压缩(C)屈服应力反对称性与取向的关系

• p. 272 •

Umakoshi 等(1984a)得到的 Ni_3(Al,Ta)单晶的反对称性示于图 6-14。接近[001]方向的试样拉伸状态比压缩状态更强,接近[$\bar{1}$11]和[011]方向的试样正好相反。接近[011]取向的试样反对称性很大,在[001]和 [012]-[$\bar{1}$13]大圆圈之间的某个位置反对称性消失。在 Ni_3(Al,Nb)(Ezz 等,1982)和 Ni_3Ge(Ezz 等,1987)化合物中发现了相似的反对称性。

在 $D0_{19}$结构的金属间化合物中,在基面和棱柱面上,1/3⟨11$\bar{2}$0⟩超点阵位错将分解成带 APB 的超分位错。这两个面上 APB 能的各向异性和位错可动性的差

别与 $L1_2$ 结构化合物中{111}和{001}面的相似。在这种情况下，基面上的超点阵位错核心形成具有高能量的可动结构，而棱柱面上则形成具有低能量的不可动结构。$D0_{19}$结构的 Mn_3Sn 在 427℃以上出现的反常应力增长，可以由位错从基面的可动结构交滑移到棱柱面的不可动结构解释，因为交滑移到棱柱面上应力分量越大，(0001)⟨11$\bar{2}$0⟩滑移的 CRSS 就越高(Takeuchi 和 Kuramoto,1972,1974)。在 $C11_b$ 结构的 $MoSi_2$ 中发现了类似的应力峰，这种情况要考虑从{110}面交滑移到{013}面，相当于 $L1_2$ 化合物中从{111}面交滑移到{001}面(Umakoshi 等,1990c)。

在 CuZn 的屈服应力-温度曲线中，在 200℃左右出现峰值。Brown(1959)根据滑移面上由位错滑移产生的 APB 和在热平衡下形成的 APB 之间的原子排序的差别解释这一现象。然而，峰值温度与晶体取向有关，处于 0.58～0.69T_c 范围，以及如图 6-15 所示偏离 CRSS 定律，都表明有包括交滑移的其它机制在起作用(Umakoshi 等,1976)。在孪晶一侧，CRSS 随 χ 增加而增加，而在反孪晶一侧，随 χ 变化不明显。在 APB 能最低的{110}面上，⟨111⟩超点阵螺位错成对运动。在所有取向，并至少在低于 200℃所观察到的滑移面都是{110}面的事实证实了这一点。在孪晶面{112}面超分位错的交滑移部分充当拖曳点，使 CRSS 随温度的升高而升高。由于在这种情况 APB 能的各向异性不能提供交滑移的驱动力，因此超分位错的核心结构可能对倾向{112}滑移有一些影响。

• p. 273 •

攀移分解和弹性各向异性的影响

Veyssiére(1984)提出了运动位错部分滑移/攀移分解对 $L1_2$ 金属间化合物反常强化

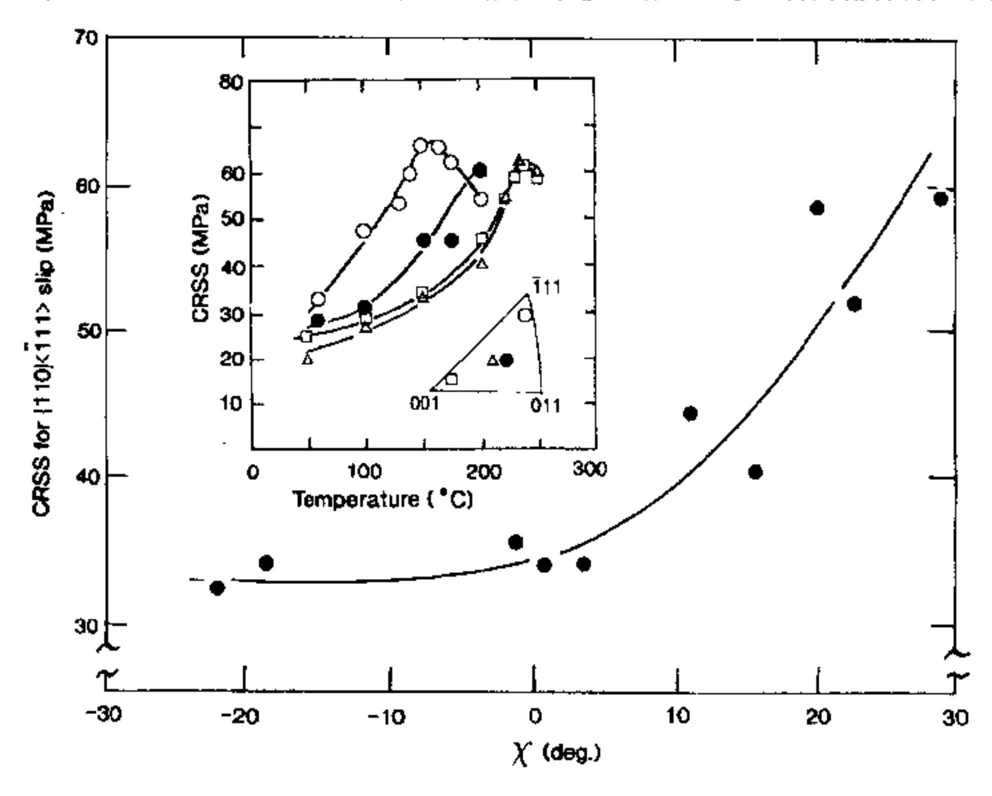


图 6-15 150℃下 CuZn 单晶中取向对{110}⟨$\bar{1}$11⟩滑移系的 CRSS 的影响(Umakoshi 等,1976)。图中的符号与单元三角形[001]-[011]-[$\bar{1}$11]对应

的重要性，并报道了通过弱束研究在Ni_3Al中得到的有关直接证据。当位错对中其中一超分位错在滑移面上进行正攀移时，多余原子必须从超分位错中排挤出来，并可能被另一超分位错的负攀移运动所吸收。由于正和负攀移运动同时进行，形成一个闭循环，使两个超分位错之间的点缺陷相互传输，因此攀移分解不需要体扩散。一旦产生攀移分解，攀移分解的非螺部分就使整个位错的运动停止。在容易产生APB平面的{013}面上观察到了相关的结构(Veyssiére等，1985；Douin等，1986)。这种非保守攀移分解对反常强化有重要作用。

在$L1_2$金属间化合物中，上述交滑移机制以假设APB和位错分解都是剪切型，并且它们在{111}和{001}面上以平面型为基础(Yoo，1986，1987)。然而，由于两超分位错之间弹性相互作用力的非径向分量引起的力偶，APB界面必将弯曲。弹性各向异性在与一对符号相反的刃型位错分量的滑移和攀移分解有关的非平面分解中起决定作用。当弹性各向异性随温度升高而加剧时，滑移/攀移分解更易发生。然而，为解释$L1_2$化合物中取向对CRSS的强烈影响，还要使用双重扭折形成过程的交滑移机制。在中温时，攀移分解能对交滑移机制有影响。

· p. 274 ·

6.4.2.2 高温强度和蠕变

不同原子种类间的强键使金属间化合物高温稳定，导致在高温时具有高强度。有些体心立方基的金属间化合物如NiAl，CoAl和FeAl具有高熔点和高APB能，有望作为具有良好抗氧化性的高温结构材料。虽然这些化合物在中温仍通过滑移变形保持其高强度，但在$0.6T_m$之上，这种变形主要由扩散过程控制。Rudy和Sauthoff(1986)发现二元FeAl的蠕变由⟨001⟩位错的粘滞滑动控制。因此，提高高温强度的一个有效途径是抑制扩散(见Sauthoff的综述，1986，1989，1990)。成分位于准二元FeAl-CoAl和NiAl-CoAl化合物一条线上的三元$B2$型金属间化合物由于扩散系数降低而呈现最大的蠕变抗力，如图6-16所示(Sauthoff，1991)。

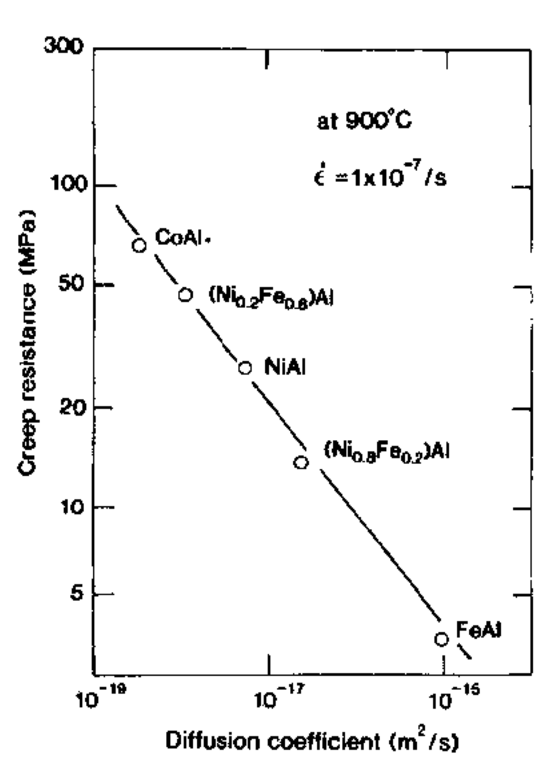


图6-16 900℃下二元和准二元$B2$化合物在第二阶段蠕变速率为$1\times10^{-7}s^{-1}$的蠕变抗力与扩散系数的函数关系(Sauthoff，1991)

高的有序化结构也是获得高温高强度的有效途径。在二元NiAl和CoAl中由Ti或Nb替代Al有利于形成强的长程有序结构，如$L2_1$结构。$L2_1$结构的Co_2AlTi，Ni_2AlTi和Ni_2AlNb化合物，剪切模量提高，扩散系数降低，呈现良好的高温强度和蠕变抗力。在三元$L2_1$化合物中，以⟨110⟩

滑移为主，而不象二元 NiAl 和 CoAl，以〈001〉滑移为主。三元 Ni_2AlTi 和 Co_2AlTi 的屈服应力和蠕变强度大约比二元 NiAl 和 CoAl 的大 2 至 3 倍(Strutt 等，1976a，b)。

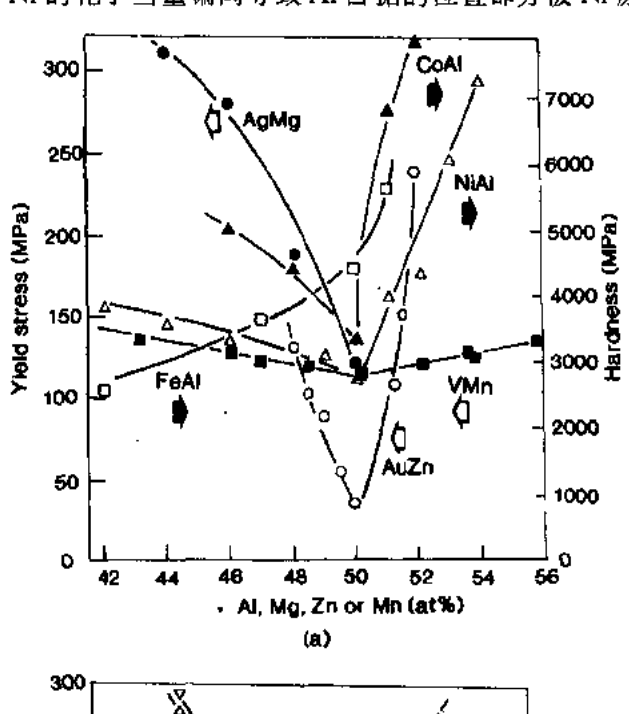
• p. 275 •

6.4.2.3 偏离化学当量的影响

金属间化合物的强度强烈依赖于化学当量成分偏离，通常在一个化学当量成分具有最小值，在化学当量两侧都有显著的缺陷硬化(见图 6-17)。两侧强度增长的数量是反对称的，并随材料不同而异。NiAl 中富 Ni 的化学当量偏离导致 Al 占据的位置部分被 Ni 原子代替(反结构缺陷)，而贫 Ni 成分则伴随 Ni 位置的空位(组元空位)(Pascoe 和 Newey，1968)。组元空位可能在 NiAl 中导致维持一个恒定的电子浓度。强度和缺陷密度的平方根呈线性关系，但是直线的斜率随密度而变化。*B*2 化合物中的这种缺陷结构导致化学当量两侧缺陷硬化的反对称性。一个例外是 FeAl，它的强度随 *Fe* 含量增加而持续下降(Westbrook，1956)。从缺陷结构机制看这是不可理解的，因为反结构和组元空位的存在取决于成分。众所周知，NiAl 通过〈100〉滑移变形，而 FeAl 通过〈111〉滑移变形。在 FeAl 中，Fe 含量增加引起的 APB 能量的降低，将使含 APB 的〈111〉超点阵位错变得更可动。富 Fe 的 FeAl 的塑性提高对工业应用也具有吸引力。

• p. 276 •

在 $L1_2$ 金属间化合物中，屈服强度对成分也有类似的依赖关系。在 Ni_3Al 中，不形成组元空位，只存在反结构，因为晶格参数在全部化学当量成分范围内连续变化，并且成分对扩散率没有影响。Ni_3Ga 的晶格参数随成分变化类似于 Ni_3Al，表明 Ni_3Ga 中存在反结构缺陷(Noguchi 等，1981)。提高少量元素，如 Al 和 Ga 的含量，将导致强



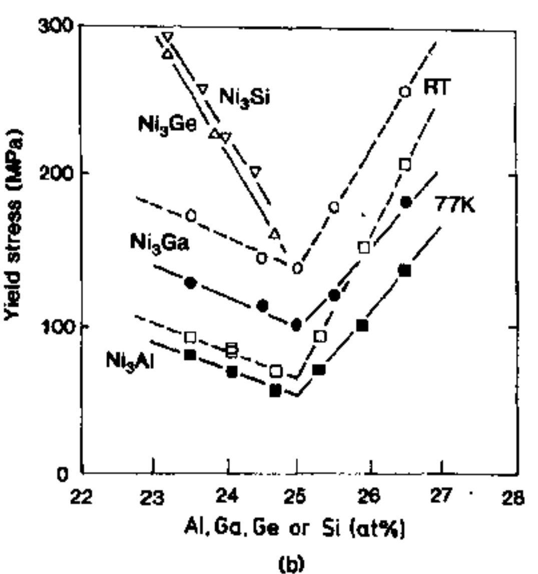


图 6-17 强度随成分的变化关系(a) *B*2 和 (b) $L1_2$ 金属间化合物(Pascoe 和 Newey，1968；Westbrook，1956；Suzuki 等，1989)

度急剧增加，高温时更明显。这一趋势表明强度反常更加显著，也表明形成拖曳点的激活能随少量元素含量的增加而降低。在这种情况，与 $D0_{19}$ 和 $D0_{22}$ 结构相比，$L1_2$ 结构的稳定性下降，使立方体面的 APB 能降低，并导致交滑移到立方体面的高度活跃性[详细见 Suzuki 等(1989)的综述]。

6.5 塑性和脆化

金属间化合物中不同原子种类间的强键使其具有吸引人的性能，如高弹性模量和超高温强度，并伴随良好的结构和化学稳定性。然而，强键同时也引起低温脆化，这成为金属间化合物应用和工艺的严重障碍。下面将讨论沿晶断裂和/或脆性特征的穿晶解理的原因，以及抑制脆性的方法。

6.5.1 变形模式的影响

当裂纹成核的临界应力低于位错运动的 Peierls 应力时，就产生脆性特征的穿晶解理。为避免脆性解理断裂，必须提高断裂应力和/或降低流变应力。通常，强有序合键化导致高的 Peierls 应力，从相图的角度看，Daltonide 型、Berthollide 型和 Kurnakov 型化合物的塑性依次递减(见 6.2.2 节)。例如，有序化能很低的 CuZn 和 Ni_3Fe 可在室温变形。添加 Cr 的 Fe_3Al 其转变温度降低，并由 $D0_3$ 结构变为 $B2$ 结构，导致塑性的提高(McKamey 等，1988)。塑性依赖于变形模式，平面和粗糙滑移将降低塑性。$L2_1$ 结构的 Cu_2MnAl 单晶在{110}面产生滑移的取向范围，在低于 240K 的温度发生脆性断裂，而当{112}面的滑移被激活时，在所研究的所有温度都观察到了良好塑性，如图 6-18 所示。脆性断裂由粗糙{110}滑移带的突然分裂所触发，这种滑移带的出现与分解的位错结构有关(Umakoshi 等，1984a)。因此变形行为和被激活的滑移模式与断裂行为有关。添加影响相似晶体结构相稳定性的合金元素将降低某个面上的平面缺陷能，并激活附加的滑移和/或孪晶，使它们在较低的应力下开动，从而提高塑性(见 6.6.1.2 节)。

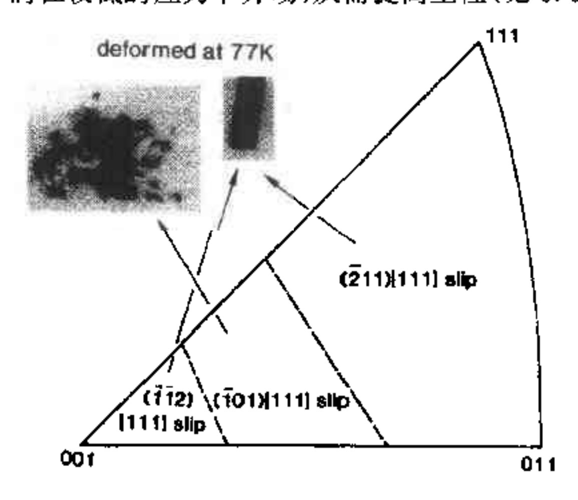


图 6-18　77K 变形的 Cu_2MnAl 单晶所观察到的滑移面和可变形性与取向的关系。图中示出压缩试验后的试样微观照片(Umakoshi 等，1984b)

· p. 277 ·

在金属间化合物中，杂质原子常引起塑性降低，但对这方面注意不够。降低杂质的含量有望降低流变应力以及抑制裂纹的成核和扩展. 已经报道了 TiAl(Kawabata 等，1988)和 NiAl(Hahn 和 Vedula，1989)在塑性提高方面取得的成功。高纯 Ti-48at.%Al 室温延伸率为 2.7%，是二元 TiAl 化合物中的最高值。

6.5.2 晶界脆性

多晶体金属间化合物，尤其是 Ni_3Al 的低塑性，源于晶界的薄弱，其断裂由沿晶断裂控制。尽管晶界的杂质偏析和有限的

开动的滑移系肯定会降低可变形性，然而，晶界脆化的主要原因与晶界本身的结构和化学键有关。就 $L1_2$ 结构的 A_3B 型金属间化合物的晶界结构而言，各种可能构造的结构图示于图 6-19。邻近晶界的大多数成对原子键是 A-A 键，在最邻近的原子键是数量下降的 A-B 键，很少见到 B-B 键(Takasugi 和 Izumi，1985a)。键的有向性和电荷电极性概念常用于叙述弹性性能和从原子尺度理解断裂。随着 A_3B 型金属间化合物中 A-B 键共价特征的增加，由于最邻近原子键相互作用造成的偏心分布使得 A-B 键的有向性变得更强烈。因为只在跨晶界的有限角度上看有 A-B 共价键，晶界结合强度可能会下降。也要考虑电子电荷密度的异极性效应。在晶界上，强电负性的原子(B 原子)从金属-金属键(A-A 键)中取出电荷，形成异极性键。由图 6-19 可见，在原子键非均匀分布和组合的晶界附近，电荷极性和电荷有向性的影响更明显，晶界 A-B 键电流密度的强烈异极性以及 A-A 键的放电导致在 A-A 键原子间形成空洞。

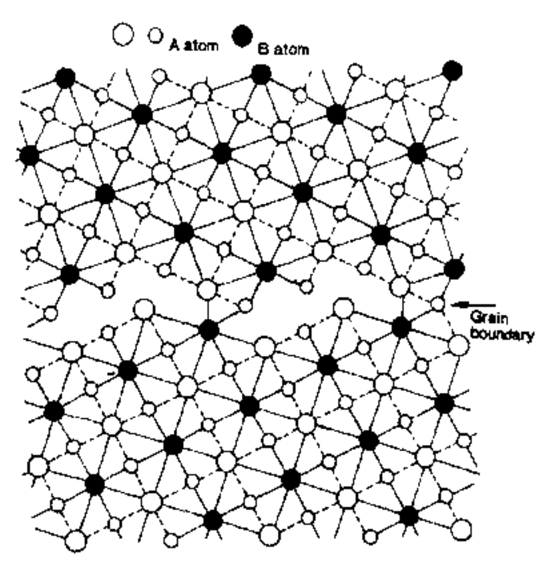


图 6-19 $L1_2$ 结构中晶界结构图
(Takasugi 和 Izumi，1985a)

• p. 278 •

已经实验研究了 $L1_2$ 化合物组成元素的组合对晶界脆化的影响。Takasugi 和 Izumi (1985b)考虑组元原子间的化合价差别和原子尺寸比，计算了 *Ni* 基 $L1_2$ 化合物的晶界结合强度。晶界脆性程度的排序为 $Ni_3Ge > Ni_3Si > Ni_3Ga > Ni_3Al > Ni_3Mn > Ni_3Fe$。Taub 和 Briant(1987)强调电负性的显著作用，并得到了 Ni 基 $L1_2$ 化合物提高塑性所要求的平均电负性门槛值约为 1.8。

6.5.3 氢脆

自从 Kuruvilla 等(1982)第一次报道在 $(FeNi)_3V$ 化合物中的氢脆以来，已经研究了氢对 Ni_3Fe(Camus 等，1989)、Co_3Ti(Takasugi 和 Izumi，1985c)、Ni_3Al(Kuruvilla 和 Stoloff，1985)、Fe_3Al 和 FeAl(Liu 等，1990)化合物力学性能的影响。在预先注入氢和/或同时注入氢的测试中，甚至在有氢作用的空气中，塑性和拉伸强度显著下降。金属原子与空气中微量水蒸气反应产生氢原子，进入金属间化合物，并以类似于在许多 Al 合金中那样的方式产生氢脆(Liu 等，1989，1990；Liu 和 George，1990，1991)。随应变速率的增加，氢对延伸率和拉伸强度的影响增加，而屈服应力与试验环境和应变速率无关。这表明氢脆是动力作用，即由氢在裂纹尖端附近的运动所致，而不是由诸如氢偏析到晶界之类的静力作用所致。原子氢通过位错运动传输，并在晶界堆聚，形成可导致裂纹的严重应力集中。不仅晶界，而且位错和/或其它晶格缺陷都可引起氢脆，因为即使在 Co_3Ti 单晶中也观察到了氢脆(Takasugi 和 Izumi，1986)。原子有序化提高了氢脆敏感性，因为有序态的平面滑移可有效地带动位错运动，加速氢的传输。Liu(1991)已经综述了金属间化合物中环境脆化

的详细机制。

• p. 279 •

6.5.4 提高塑性的尝试

已经尝试了通过添加微量和大量合金化元素，晶粒细化，转变成高对称性的晶体结构以及控制微观结构来提高塑性。其中一个最令人鼓舞的结果是发现添加少量硼的多晶 Ni_3Al 具有良好的塑性(Aoki 和 Izumi，1979)。添加几百个 ppm wt. %的硼作为掺杂剂可有效地抑制沿晶脆性断裂。已经根据几种假设解释了硼的作用，如(1)由于形成附加的强共价键，使晶界结合强度提高(Liu 等，1985；White 等，1984)，(2)晶界位错运动的激活以及滑移协调(Baker 等，1987)，(3)晶界附近无序化(King 和 Yoo，1987)。通过晶粒细化，控制硼和铝的含量，并采用适当的热机械工艺，已在 Ni_3Al 中实现了拉伸延伸率超过 50%的高塑性，如图 6-20 所示(Liu 等，1985)。添加 500ppm 硼甚至可使 Ni_3Al 在室温进行深拉拨(Liu 和 White，1985；Liu 和 Stiegler，1984)。与硼一起添加置换元素如 Fe，Cr，Hf 和 Zr，也可有效地发展新型高强高塑性的 Ni_3Al 基金属间化合物。

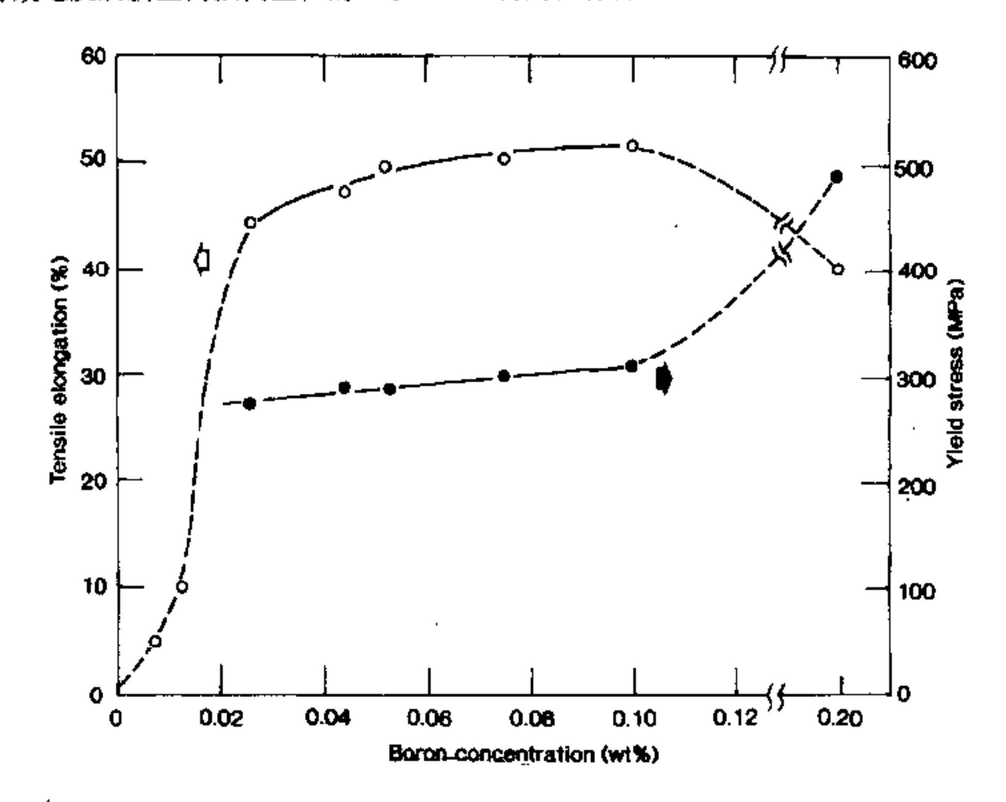


图 6-20 添加硼对室温变形 Ni_3Al(24at. %Al)屈服应力和拉伸延伸率的影响(Liu 等，1985)。符号●和○分别代表拉伸延伸率和屈服应力

• p. 280 •

Schulson 和 Barker(1983)认为裂纹扩展所需应力随晶粒尺寸的减小而增加，在晶粒尺寸小于临界晶粒尺寸的细晶粒化合物中，断裂将被延迟。他们报道了晶粒尺寸小于 20μm 的富 Ni 的 NiAl 在 400℃可实现延伸率超过 40%的高塑性。成分偏离化学当量至富 Fe 侧的 FeAl，通过晶粒细化能提高塑性(Crimp 等，1987)。在加硼以及低含量碳和氧的化

学当量比的 NiAl 中也发现了晶粒细化的有利影响(Hahn 和 Vedula,1989)。*B*2 型金属间化合物的净化有效地提高了塑性,因为 *B*2 结构是一种体心立方基结构,也是具有体心立方晶格的间隙原子硬化合金。

在相似类型的晶体结构间优化相对稳定性也可发展成为一种提高塑性的方法。在 A_3B 型金属间化合物中,立方有序结构可以参照六角结构随电子浓度下降而进行稳定化。在 $D0_{19}$结构的 Co_3Ti 中用 Fe 代替部分 Co 而改变电子浓度,得到塑性 $L1_2$ 结构的 $(Fe,Co)_3V$[1)]化合物(Liu 和 Inouye,1979)。多晶体的变形必须满足涉及滑移系的 von Mises 判据。在 $D0_{19}$结构的 Ti_3Al 中添加 Nb,激活了$(c+a)$位错和非基面滑移,导致较好的塑性。控制显微组织对塑性也很重要,具有独特层片状结构的富 Ti 的 TiAl 就是一个实例。层片状结构的作用和控制将在 6.6.1 节讨论。

6.6 作为高温结构材料的先进金属间化合物

6.6.1 高强和低密度的铝化物

随着对高强度-低密度高温结构材料的要求越来越高,Al-Ti 系金属间化合物更具有吸引力。虽然 Al-Ti 系中有成分基于 Al_3Ti,TiAl 和 Ti_3Al 的三种铝化物,但最近的研究和发展工作集中在 TiAl 和 Al_3Ti,因为它们在较高的温度下有较好的抗氧化性和极高的比强。这一节将陈述 TiAl 和 Al_3Ti 基铝化物的塑性行为。

6.6.1.1 TiAl 基铝化物

自从 McAndrew 和 Kessler(1956)报道 TiAl 作为低密度结构材料的诱人的特性以来,人们更加注意这种化合物的变形行为。然而,对工业应用来说,它还存在严重问题,如室温下低的拉伸延伸率和低的冲击韧性。本节将涉及 TiAl 的显微组织、变形模式和力学性能。

层片状结构和孪晶

• p. 281 •

$L1_0$ 结构的 TiAl 相在偏离化学当量成分的富 Al 侧具有宽的成分范围。有两种与 TiAl(γ)相有关的包晶反应。在凝固过程中,体心立方 β-Ti 相和液相的包晶反应生成密排六方 $Ti_3Al(\alpha)$相,低温发生 $L+\alpha\rightarrow\gamma$ 的包晶反应(McCullough 等,1989)。包晶反应后,继续进行从 α 相过渡到 γ 相的相转变。最后,得到由 α_2 相($D0_{19}$结构的有序 Ti_3Al)和 γ 相组成的两相结构,但其形态,例如是板条状或是胞状结构,取决于成分和凝固途径。通过 1200—1400℃退火,甚至在化学当量成分附近,都可能得到等轴晶的 γ 单相合金。$\alpha\rightarrow\gamma$ 相转变在 α 相冷却时开始。在相的转变过程中,γ 盘状物成核,并在消耗 α 相的同时变厚,两相之间保持下面的取向关系,因为通过堆垛层错的密排六方晶格的(0001)面原子排列与 $L1_0$ 结构的{111}面的原子排列相似。

$$\{111\}_{\gamma}//(0001)_{\alpha2},\langle 110\rangle_{\gamma}//\langle 11\bar{2}0]_{\alpha2} \tag{6-4}$$

• p. 282 •

1) 原文为$(Fe,Co)_3V$,似乎应为$(Fe,Co)_3Ti$。——译者注

在共析体中 α 相有序化为 α_2 相，最后形成由 α_2 和 γ 相组成的层片状结构。在 α_2 和 γ 相界面上常可观察到孪晶 TiAl，这与相转变过程中的应变集中密切相关。图 6-21 示出了孪晶结构的一个实例以及铝浓度跨层片界面的分布，该图是 Fujiwara 等人(1990)得到的。亮区 A 主要由层片状的孪晶 TiAl 组成，而暗区 B 由薄孪晶和 Ti_3Al 盘状物组成。(111)面三个可能的剪切矢量中，只有$[11\bar{2}]$孪晶(有序孪晶)能保持 $L1_0$ 有序结构的对称性。$[1\bar{2}1]$和$[\bar{2}11]$孪晶剪切矢量破坏了有序对称性，应予避免。因此，TiAl 中只存在四个 $\langle11\bar{2}]\{111\}$有序孪晶系。另外，与 DO_{22}结构相似，开动的孪晶系的数量从 4 通过 2 降为 0，这取决于加载方式和取向(见图 6-32)。

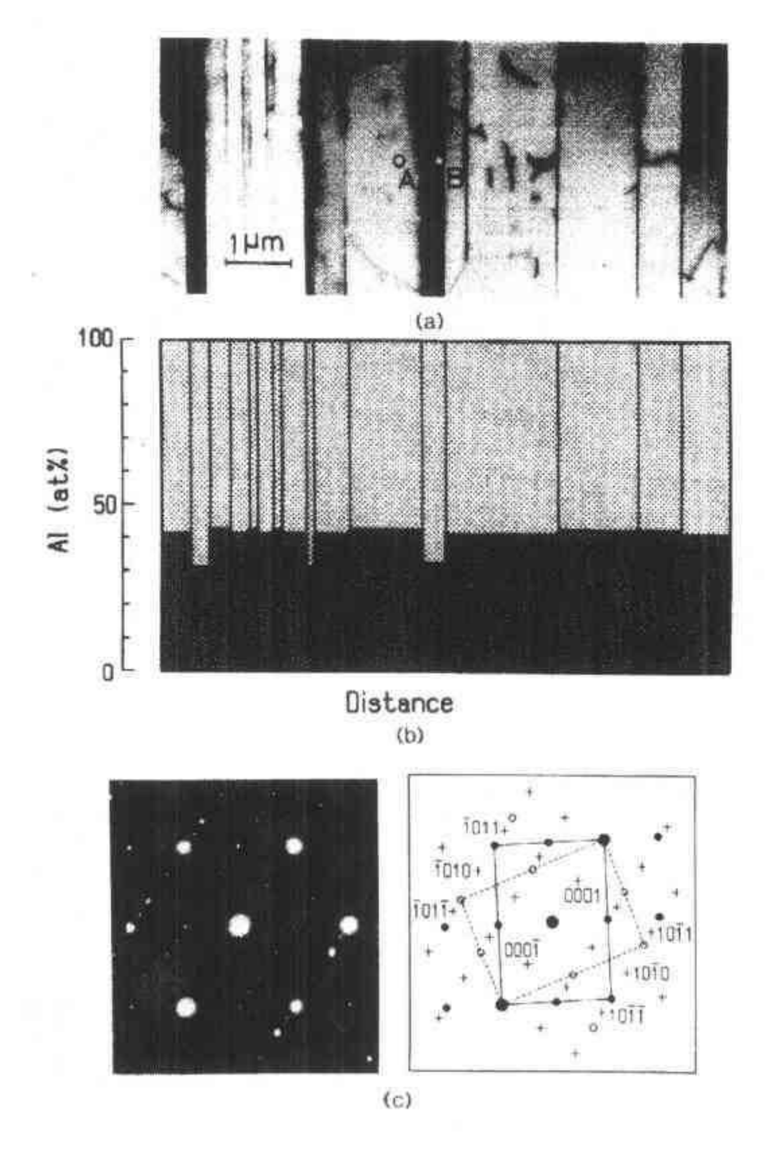


图 6-21　TiAl 中 PST 晶体的分析电子显微镜观察的结果
(a) 层片的扫描电子图像；(b) Al 浓度跨层片的分布
[(b) 中的黑色柱体反映 Al 含量(Fujiwara 等，1990)]；
(c)—(a)中 B 区域的微观衍射图

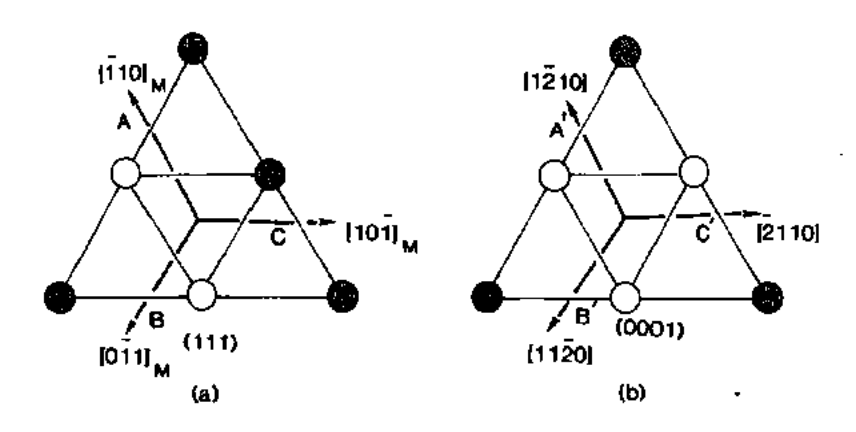
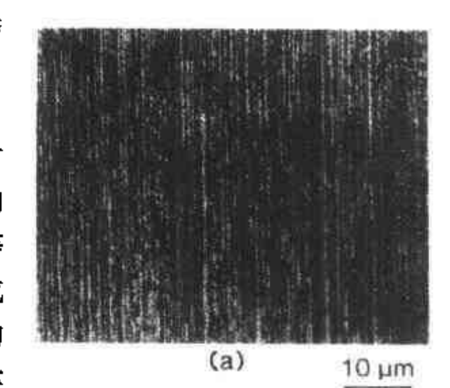


图 6-22 $L1_0$ 和 $D0_{19}$ 结构之间的原子排列和取向关系，(a) $L1_0$ 结构 TiAl 的(111)面；(b) $D0_{19}$ 结构 Ti_3Al 的(0001)面(Yamaguchi 等，1990)

从图 6-22 的原子排列可见，$D0_{19}$ 结构的三个〈11$\bar{2}$0]方向相同，而 $L1_0$ 结构的〈110]和〈101]方向不相同。当考虑 γ 相从 α_2 相形核时，γ 相有可能在 α_2 相上叠加三种结构。例如，γ 相中的方向[$\bar{1}$10]$_M$(A)，[0$\bar{1}$1]$_M$(B)或[10 $\bar{1}$]$_M$(C)能平行于 α_2 相中(0001)面的[1$\bar{2}$10](A')方向放置。因此，可能存在三种类型的畴，这些畴的形成在从 α_2 相到 γ 相的相转变过程中产生的应变起重要作用。这些畴的组合在两相邻 TiAl 畴之间形成有序孪晶以及准孪晶关系(Yamaguchi 等，1990)。在没有有序孪晶时，靠近 TiAl/TiAl 畴界面的堆垛层错将发展为薄的盘状 Ti_3Al，降低界面能，形成层片状结构。

· p. 283 ·

在应力作用下，变形孪晶的活性取决于畴的 c 方向和应力轴之间的夹角。TiAl 畴的体积分数、尺寸和分布在 TiAl 的塑性行为中起重要作用，Fujiwara 等(1990)和 Yamaguchi 等(1990)运用浮区技术，首先成功地控制了层片结构，得到了含大量孪晶和薄的 Ti_3Al 盘状物的层片单向排列的 TiAl 晶体，这些晶体被称为“大量复合孪晶晶体”(PST 晶体)。最近，Umakoshi等(1991a，b)运用相同的方法，以不同的晶体生长速度，控制了含 48.1－51.6at.%的 TiAl PST 晶体中层片间距和 Ti_3Al 盘状物厚度。层片间距对晶体生长速率很敏感，在速率为 2.5mm · h^{-1}得到极细的和层片分布均匀的 PST 晶体(见图 6-23)。由于畴和孪晶的形成与从 α 相到 γ 相转变过程中产生的应变集中密切相关。因此，依赖于 TiAl 化合物化学成分的 α 相转变的体积分数将影响孪晶形核位置的数量。因此，如图 6-24 所示，即使结晶速率恒定，层片间距也将随铝的成分变化而变化(Umakoshi 等，1991a)。



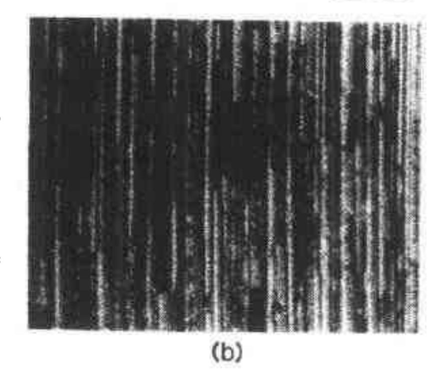


图 6-23 Ti-48.1at.%Al PST 晶体的光学显微照片，(a) 生长速率为 2.5mm · h^{-1}；(b)生长速率为 20mm · h^{-1}(Umakoshi 等，1991b)

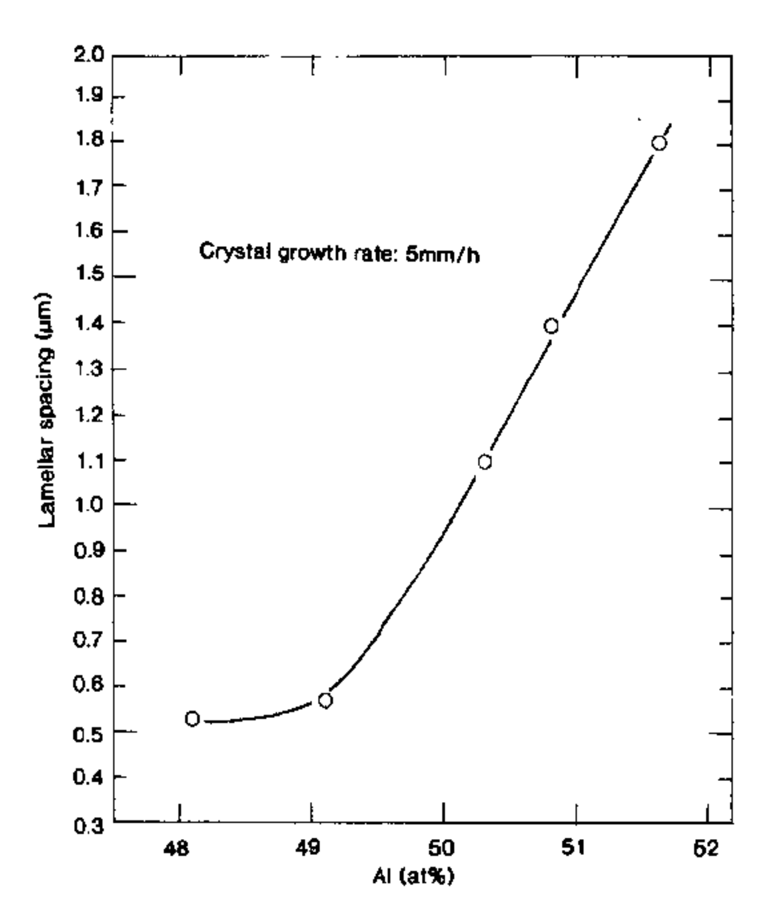


图 6-24　生长速率为 5mmh⁻¹时，PST 晶体层片间距与 TiAl 化合物成分之间的函数关系(Umakoshi 等，1991b)

强度和变形模式

TiAl 化合物的力学行为和变形结构强烈地依赖于其成分，尤其是单相和两相化合物间有明显区别。成分位于偏离化学当量的富 Al 侧的单相(γ)TiAl 的屈服应力稍微降低，到 600℃仍无有效的拉伸延伸率(见图 6-25；Lipsitt 等，1975)，塑性在 700℃开始提高。韧-脆转变温度对应变速率敏感性高，表明富 Al 的 TiAl 化合物的冲击韧性很低。在整个温度范围，富 Ti 的两相($\alpha_2+\gamma$)TiAl 比单相 TiAl 强度高、塑性好(见图 6-25；Hall 和 Huang，1989)。相信双相 TiAl 中的层片状结构是产生良好塑性和高的强度的原因。由 TiAl 畴和薄的 Ti_3Al 盘状物组成的细小而均匀分布的层片结构将提高力学行为，将在 6.6.6.1 节详细讨论。

· p. 284 ·

TiAl 化合物的滑移总是在{111}面产生，可能被激活的位错的柏氏矢量，按能量递增的顺序，依次为 1/2⟨110]、1/2⟨112]和⟨101]。如前所述，孪晶是另一重要的变形模式，且只允许有序孪晶。以与面心立方晶体中相似的方式，1/2⟨110]单位位错分解成两个 Shockley 不全位错，但观察不到这种分解，因为产生了高层错能的 CSF。⟨101]超点阵位错可以通过下面的反应分解，并常形成包含 SISF 和外禀型堆垛层错(SESF)的不可动分解：

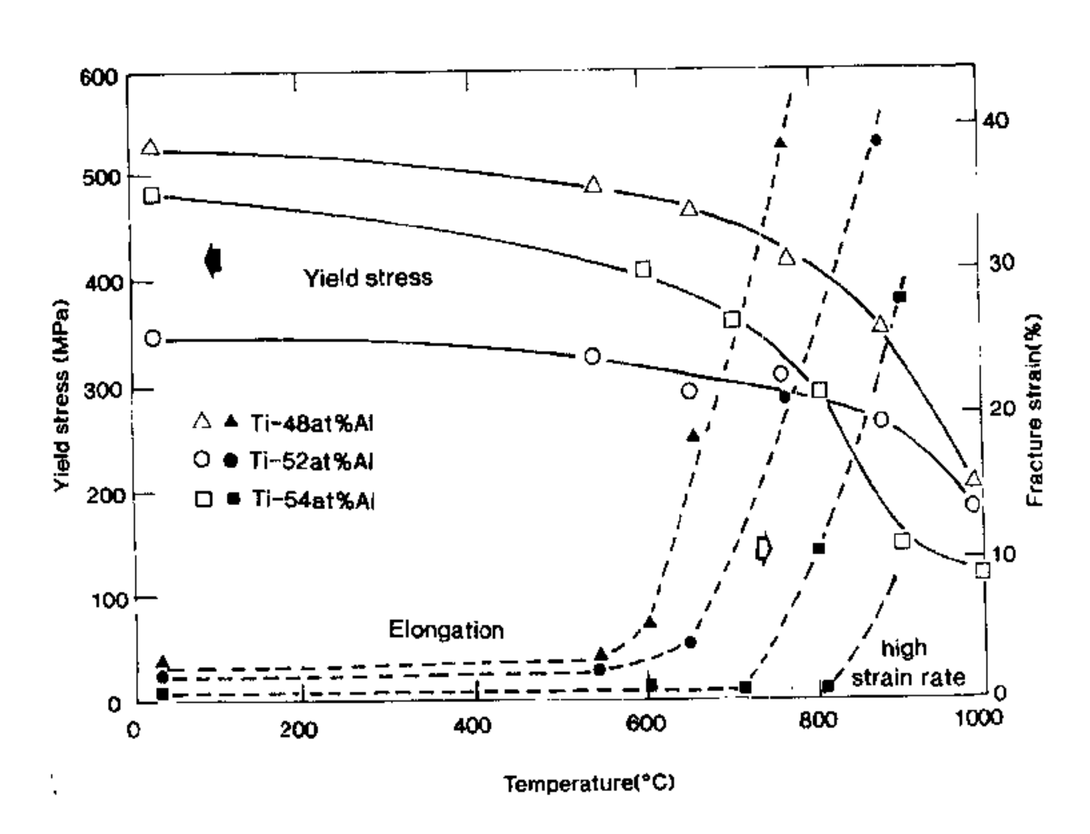


图 6-25 温度对二元 TiAl 化合物屈服应力和拉伸塑性的影响(Lipsitt 等,1975;Hall 和 Huang,1989)

[011] —→ 1/2[110]+1/2[$\bar{1}$12](Greenberg,1973)

1/2[$\bar{1}$12]可进一步分解:

1/2[$\bar{1}$12] -→ 1/6[$\bar{1}$12]+(SESF)+1/6[$\bar{1}$12]+(SISF)+1/6[$\bar{1}$12]

另一种分解类型是:

[011] —→ 1/2[011]+(APB)+1/6[121]+(SISF)+1/6[$\bar{1}$12]

1/2<112]单位位错的分解明显不同于以上反应。

室温下,富 Al 单相 TiAl 的主要变形模式是产生 1/2⟨110]易滑移,⟨101]和 1/2⟨112]滑移也产生,但很少观察到孪晶变形(Shechtman 等,1974;Lipsitt 等,1975;Hug 等,1986,1988)。⟨101]超点阵位错将被拖曳的 Shocley 不全位错钉扎,600℃以下比 1/2⟨110]位错的可动性差。在高温下,塑性随强度降低而迅速提高,在{111}面更频繁地形成孪晶和扩展缺陷。同时,缺陷偶消失。在富 Ti 的两相化合物中,甚至在室温都是孪晶变形占主导地位。富 Ti 和富 Al 的化合物中,孪晶活动性的这种差异是导致前者塑性好于后者的原因之一。

• p. 285 •

提高孪晶活动性的最有效的合金化元素之一是 Mn。添加 Mn 能降低堆垛层错能,促使产生孪晶变形(Hanamura 等,1988;Hanamura 和 Tanino,1989)。在富 Ti 的 Ti-Al 中添加 1at. %的 Mn 能得到 2%的拉伸延伸率(Tsujimoto 和 Hashimoto,1989)。

正方变形不利于变形的统一性,因而降低正方性的合金化将提高塑性变形。降低 Al 含量,添加少量 V,Cr 和 Ga 可降低电子浓度(e/a)。尤其 V 是提高塑性的有效元素。然而,添加 Mn 和 V 的作用要求偏离化学当量的富 Ti 区成分。

如图 6-26 所示，在富 Al 的 TiAl 单晶中，中温观察到反常的应力增长(Kawabata 等，1985)。在 A 区域，开动的主要是 1/2〈110]位错。在位错的分解反应中，APB 和 SISF 缺陷能的各向异性为它们分别在(100)和(1$\bar{1}$1)面形成缺陷提供驱动力(Hug 等，1988)。富 Al 的 TiAl 的反常强化可能是由于缺陷的钉扎作用引起的。Greenberg(1989)提出了反常强化的另一种解释；然而，〈101]和〈110]滑移都相似地发生反常强化这一事实，使得这种假设复杂化。

• p. 286 •

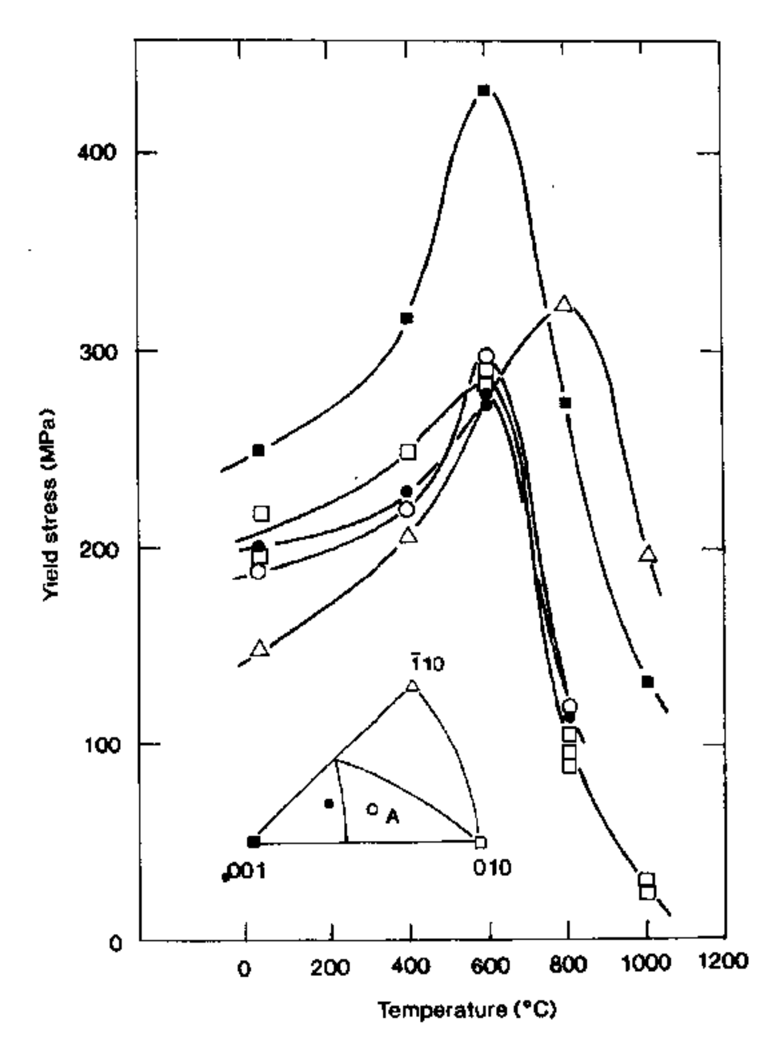


图 6-26　富 Al 的 TiAl 单晶的 CRSS 对温度的依赖关系(Kawabata 等，1985)图中符号对应于单元三角形[001]-[010]-[$\bar{1}$10]中的符号

PST 晶体的变形

Fujiwara 等(1990)和 Umakoshi 等(1991b,c)研制出了 TiAl 的 PST 晶体，它含一套单独的平行层片面的层片结构(见图 6-23)。这种 PST 晶体没有晶界，而薄的 α_2 盘状物和三种不同类型的 γ 相有序畴，在层片面的法向相互保持转动 120°的关系。运用这种晶体研究了层片结构对 TiAl 变形的影响(Fujiwara 等，1990；Yamaguchi 等，1990；Umakoshi 等，1991b,c)。图 6-27 示出 PST 晶体屈服应力同应力轴和层片面夹角(ϕ)之间的函数关系。平

行或垂直层片面的压缩加载试样的屈服应力高于在以 0°<ϕ<90°的中间角度加载试样的屈服应力。ϕ角相同的试样屈服应力对取向没有明显的依赖性。因此，PST 晶体的屈服应力主要由应力轴和层片面间的夹角决定。对 0°<ϕ<90°的试样，{111}面上平行于层片边

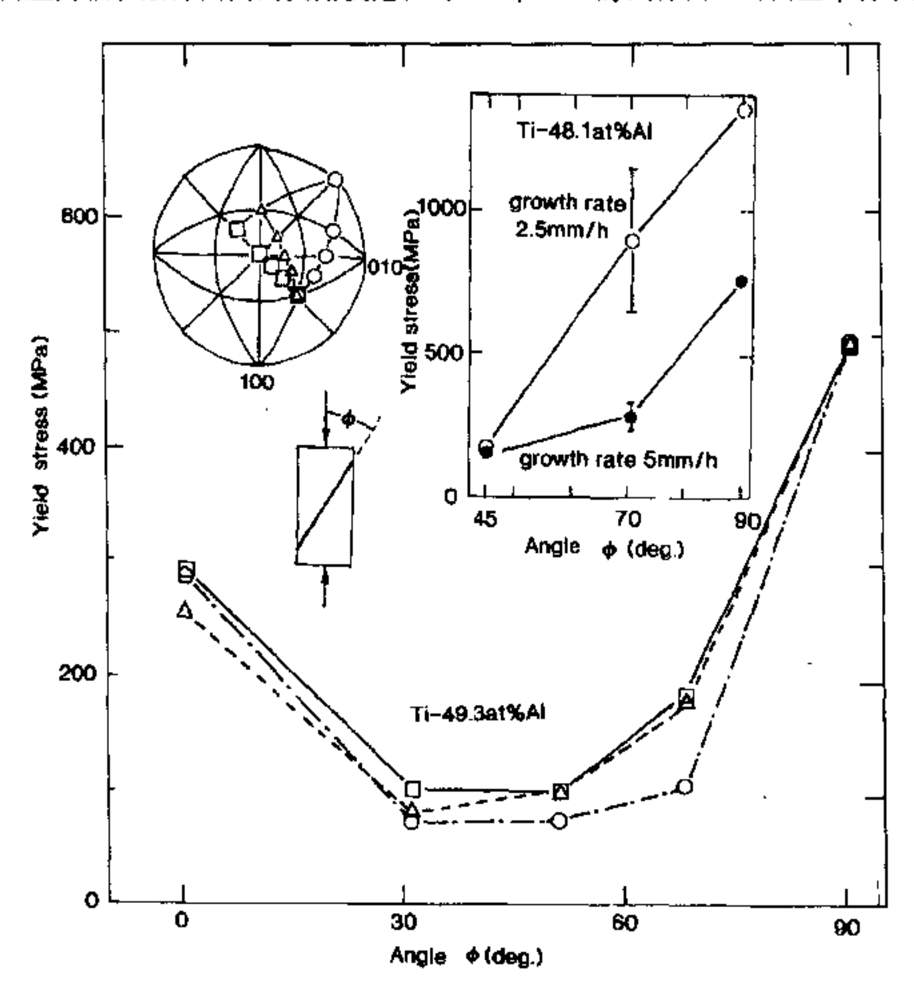


图 6-27　TiAl 化合物 PST 晶体的屈服应力与压缩轴和层片面间夹角(ϕ)的函数关系(Fujiwara 等，1990；Umakoshi 等，1991b)。图中的符号对应那些具有标准投影图中所标取向的试样的数据

• p. 287 •

界(易变形模式)的剪切变形总是比横穿层片的剪切变形优先进行。平行或垂直于层片面加载将引起横穿层片的{111}面上产生滑移和/或变形孪晶。当滑移和/或变形孪晶横穿孪晶边界进行时，这些孪晶边界充当有效的障碍，阻止滑移和/或孪晶通过孪晶边界扩展，这与多晶体中的晶界相似(硬变形模型)。

然而，ϕ= 0°和 ϕ= 90°试样屈服应力大的差别不仅是由于层片边界引起的，也是由层片中 α_2 相变形模式的差别引起的。由于构成层片结构的 α_2 和 γ 相满足了取向关系，如方程(6-4)所示，对平行(ϕ= 0°)和垂直(ϕ= 90°)于层片面加载的试样，α_2 和 γ 相的压缩轴如下所示：

$$对\ \phi = 0°，[10\bar{1}0]\ \alpha_2和\langle\overline{11}2\rangle_\gamma \tag{6-5}$$

$$对\ \phi = 90°，[0001]\ \alpha_2和\langle 111\rangle_\gamma$$

α_2 相中的变形模式强烈地依赖于应力轴，对 $\phi=0°$和 $\phi=90°$的试样，分别通过棱形{10$\bar{1}$0}滑移和锥形{11$\bar{2}$1}滑移进行变形，而对两种取向 γ 相都是通过{111}滑移变形，如图 6-28 所示(Umakoshi 等，1991c)。按照有序 Ti_3Al 单晶的结果，对只有当取向靠近[0001]角落才产生的 {11$\bar{2}$1}滑移，其 CRSS 大约比{10$\bar{1}$0}滑移的高 8 倍(Minonishi，1991；Umakoshi 等，1991e)，并且 α_2 盘状结构成为位错运动的有效障碍，因此 $\phi=90°$的试样能显著地被强化。

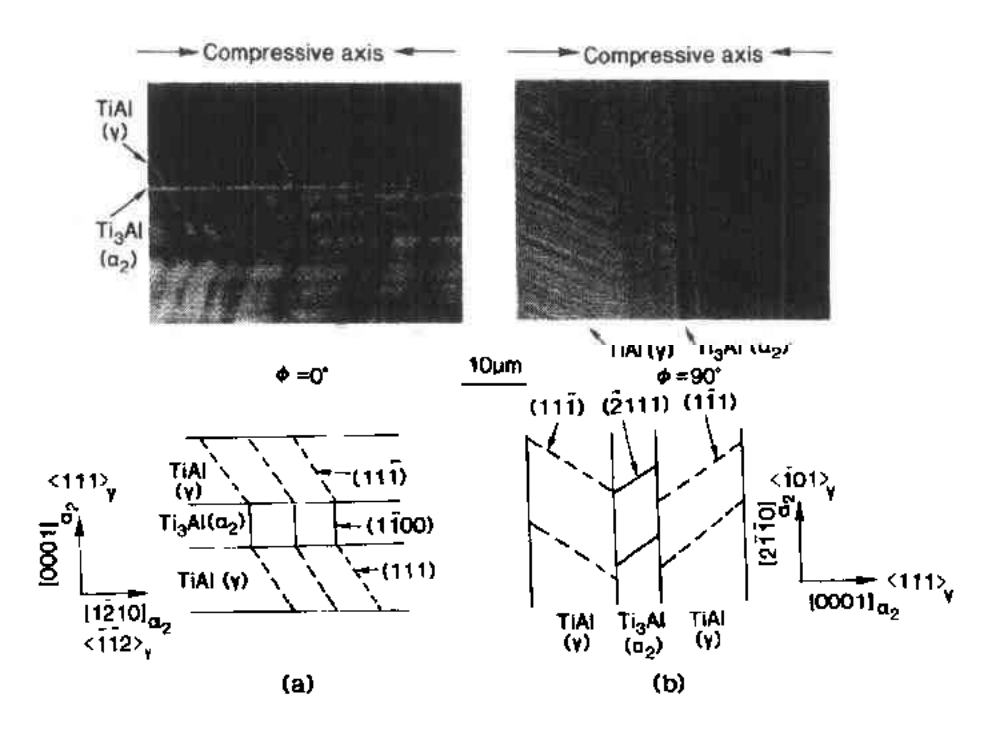


图 6-28　室温变形的 TiAl 化合物 PST 晶体层片结构中 α_2 和 γ 相的滑移标记。
压缩应力轴(a)平行于或(b)垂直于层片面(Umakoshi 等，1991c)

塑性也与变形模式有关。横穿层片边界的硬变形模式强化 PST 晶体，但降低塑性，而平行层片面的易变形模式能适当提高塑性。室温下，在 Ti-49. 3at. %Al 的 PST 晶体中，室温拉伸应变达 6%－7%(Nakamura 等，1990)。当轧制方向控制在相对于层片面 45°～60°的范围内，不经中间退火，PST 晶体的厚度可下降 50%(Nishitani 等，1990)。众所周知，由于变形的统一性，细的显微组织对提高材料的塑性很有效。在 PST 晶体中，畴、层片状 TiAl 以及 Ti_3Al 薄盘状结构的厚度、尺寸和体积分数对塑性起重要作用。Umakoshi 等(1991b)通过控制层片间距的平均值提高了塑性，如图 6-29 所示。显然压缩试验在达到几十个百分点的应变后就终止了，但易变形模式可使 $\phi=45°$的 PST 晶体变形出现凹痕。另一方面，硬变形模式使得塑性变形更困难。裂纹常起源于厚的 Ti_3Al 盘状物中。细而均匀分布的亚微细间距的层片结构将产生极好塑性和高的强度(见图 6-29)。

如前所述，当试样的压缩应力轴垂直于层片面时，层片边界构成有效的屏障，阻碍通过界面的位错运动。TiAl 化合物成分的宽范围变化，将促进含不同层片间距平均值的 PST 晶体以恒定晶体生长速率生长(见图 6-24，Umakoshi 等，1991c)。PST 晶体中等同于

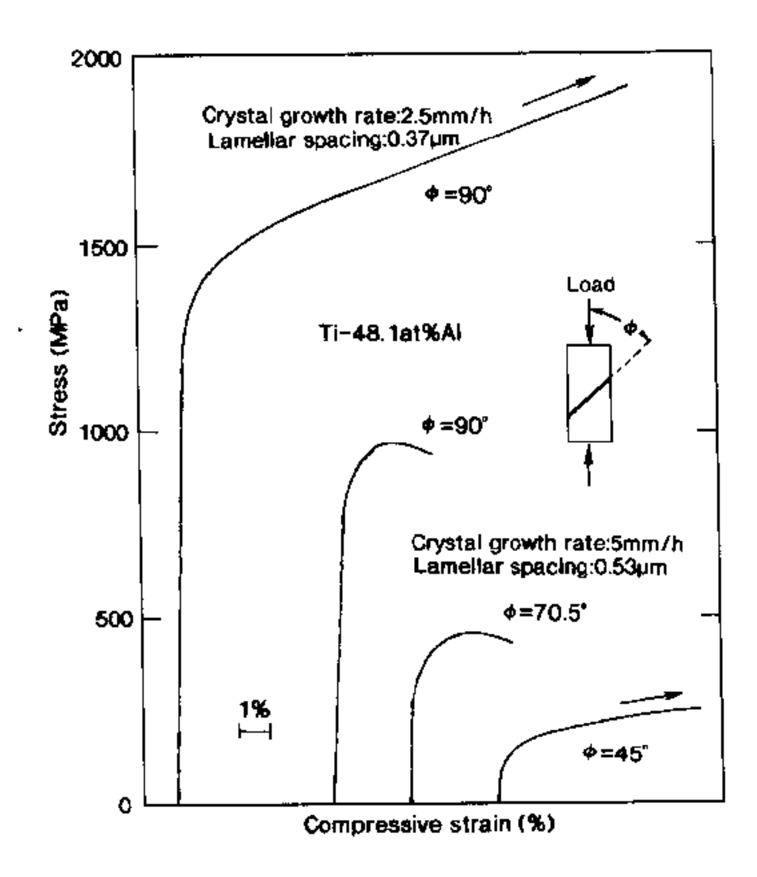


图 6-29 Ti-48.1at.%Al 的 PST 晶体室温变形应力-应变曲线
(Umakoshi 等,1991b)

α_2 相的 γ 相的化学成分几乎相同。图 6-30 示出了 Ti-51.6—48.1at.%Al 的屈服应力随层间距平方根倒数值的变化关系(Umakoshi 等,1991a)。屈服应力显然遵循类似于 Hall-Petch 关系的定律,

$$\sigma_y = \sigma_0 + K_y\lambda^{-\frac{1}{2}} \tag{6-6}$$

• p. 290 •

式中,σ_0 是 γ 相中位错滑移的晶格阻力,λ 是层片间距。如果斜率 K_y 可由位错塞积模型解释,那么在层片界面上,滑移面上所塞积位错尖端的应力集中在层片边界将塑性流变传播到下一个畴,K_y 与在下一个畴产生位错所需要的临界应力有关。一般地说,金属间化合物的 K_y 值比普通金属和合金的要大许多,如图 6-30 所示。其原因是在金属间化合物中,一个位错将随包含 APB 的超点阵位错而产生,这需要额外的能量,因而需要产生超点阵位错的额外应力。PST 晶体的高 K_y 值表明层片边界同金属间化合物中晶界的作用相同。

Ti-48.1at.%Al 的 K_y 值急剧增加可能是由于基本的、细小的层片间距以及薄的 α_2 盘状结构的作用,α_2 可以沿着压缩轴通过{11$\bar{2}$1}滑移而变形。尽管 α_2 盘状结构的体积分数随铝含量的下降而增加,但 Ti-48.1at.%Al 中 α_2 盘状物的体积分数不足以成为获得高屈服应力的应力分量。由于位错可在 γ 相和 α_2 相的界面塞积,加上{11$\bar{2}$1}滑移的高 Peierls 应力,使薄 α_2 盘状结构,而不是畴边界成为阻止位错运动的有效障碍。层片间距对屈服应力的影响强烈地依赖于变形模式,如分别在平行或垂直于层片面加载试样中发生

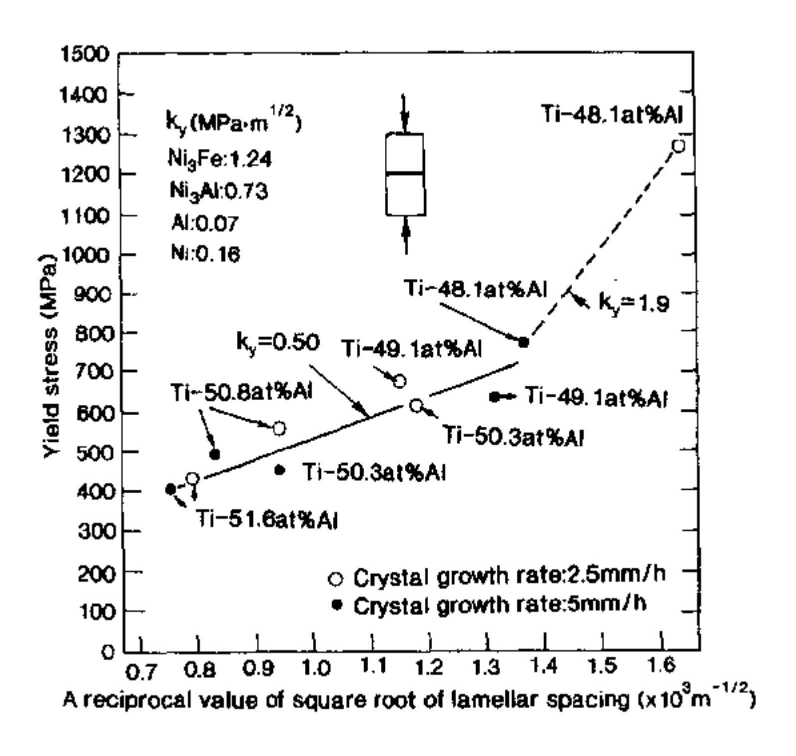


图 6-30　TiAl 化合物 PST 晶体的屈服应力与层片间距平方根倒数值的函数关系(Umakoshi 等,1991b)

的$\{11\bar{2}1\}$滑移或$\{10\bar{1}0\}$滑移。

其次,有必要区分层片结构中薄的 α_2 盘状结构和畴界对位错运动所起的拖曳阻碍作用。当最高应力平面平行层片界面时($\phi=45°$),滑移只在平行于层片面的 γ 相的$\{111\}$面上进行。在这种情况下,TiAl 层片中畴结构尺寸对屈服应力的影响只能通过使用含不同畴尺寸的 PST 晶体才能得到,如图 6-31 所示(Umakoshi 等,1991c)。滑移变形也与畴界紧密接触,因而畴界尺寸的细化有利于 TiAl 晶体的强化。然而,因为图 6-31 中的 K_y 值小于图 6-30 中的,所以畴界对强化的贡献不如薄的 α_2 盘状结构/γ 相界面。

• p. 291 •

以上结果有力地说明,在 TiAl 化合物中,层片结构是获得强度和塑性良好综合性能的最重要因素之一,也说明具有亚微间距的细层片结构将为这些金属间化合物带来高的强度和良好塑性。

• p. 292 •

6.6.1.2　Al_3Ti 基铝化物

温度超过 800℃,TiAl 的抗氧化性较差,因为这种金属间化合物的外表面没有 Al_2O_3 防护膜,而是覆盖 TiO_2或 TiO_2 和 Al_2O_3 的混和物(Umakoshi 等,1989d)。铝及 IVA 和 VA 簇元素形成的 Al_3X 化合物,如 Al_3Ti,Al_3V 和 Al_3Nb,密度低于 TiAl,甚至在 1000℃仍有极好的抗氧化能力。尽管 Al_3Ti 的熔点(1340℃)低于 TiAl,成分范围也更窄,这些吸引人的特征使其成为低密度、高温结构材料的候选材料。

$D0_{22}$结构[见图 6-1(d)]的 Al_3Ti 的主要变形模式是$\{111\}\langle11\bar{2}]$型孪晶,这可能是几

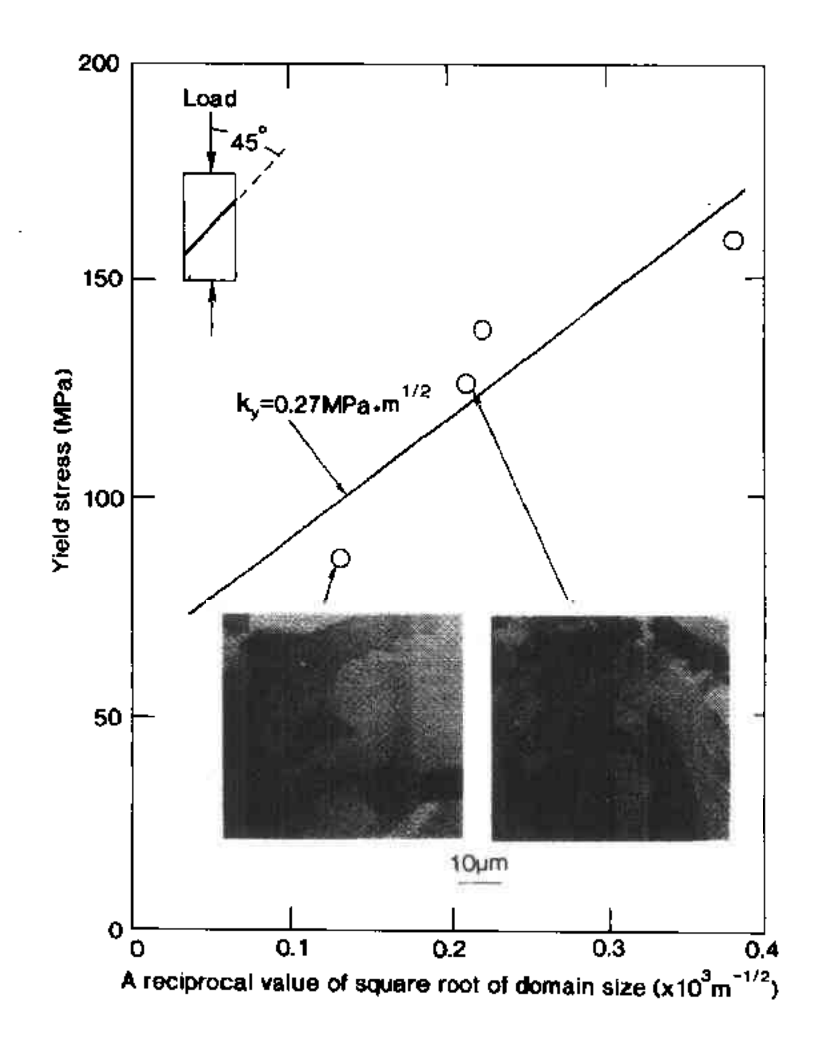
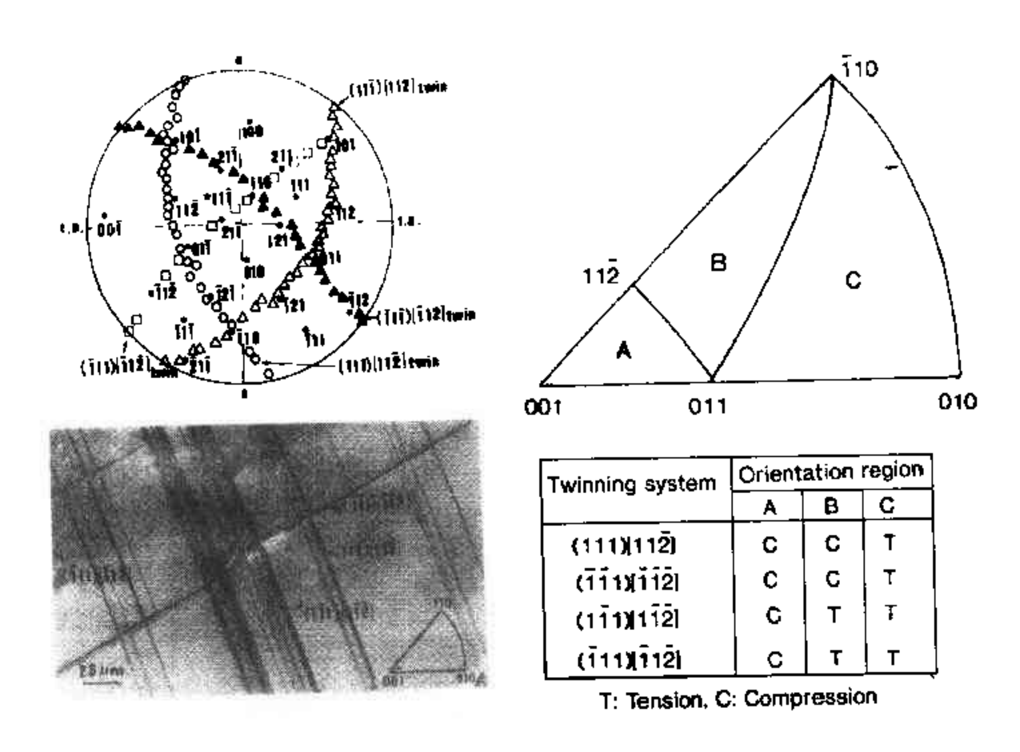


图 6-31 畴的光学显微照片以及 TiAl 化合物 PST 晶体屈服应力与畴尺寸平方根倒数值之间的函数关系

个毗邻的{111}面上的 1/6⟨11 $\bar{2}$]Shockley 不全位错扩展的结果，由于有序孪晶不会扰乱晶格的 $D0_{22}$对称性。尽管面心立方金属中有可能开动 12 个孪晶系，但 $D0_{22}$结构中只能利用 4 个有序孪晶系。可能的有序孪晶系取决于取向和加载方式，如图 6-32 所示，因为 Shockley 不全位错的运动对晶体取向和加载方式很敏感。通过滑移示踪分析，由几种取向的试样证实了这一点。在高温下，(001)⟨110]滑移可被激活，这也被滑移示踪分析所证实(Yamaguchi 等，1988)。⟨110]超点阵位错分解成中间以 APB 带隔开的 1/2⟨110]超分位错。(001)面的 APB 能低于{111}面上的，因为最近邻原子对(001)面上 APB 能没有贡献。在 $L1_2$ 化合物中，⟨110⟩滑移的滑移面固定在{111}面上。而在高温下，{001}⟨110]滑移成为主要的变形模式。⟨110]位错在 Al_3Ti 高温变形表现出高活跃性这一事实似乎表明，在 $L1_2$ 结构的金属间化合物中，以及在从 $L1_2$ 衍生的长程有序结构，如 $D0_{22}$和 $D0_{23}$结构中，(001)⟨110]滑移可能是共有的高温变形模式。高温时的良好塑性可归功于⟨100]和⟨$\bar{1}$10]滑移模式的扩大。

• p. 293 •

当不同类型的孪晶彼此相遇时，在没有裂纹形核的前提下，将在孪晶相交处产生调节



Twinning system	Orientation region		
	A	B	C
$(111)[11\bar{2}]$	C	C	T
$(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$	C	C	T
$(1\bar{1}1)[1\bar{1}\bar{2}]$	C	T	T
$(\bar{1}11)[\bar{1}1\bar{2}]$	C	T	T

T: Tension, C: Compression

图 6-32 $D0_{22}$结构中取向对开动的孪晶系的影响(Yamaguchi 等,1988)。
变形标记和示踪分析是 $Al_3(V_{0.95}Ti_{0.05})$单晶 20℃变形的结果

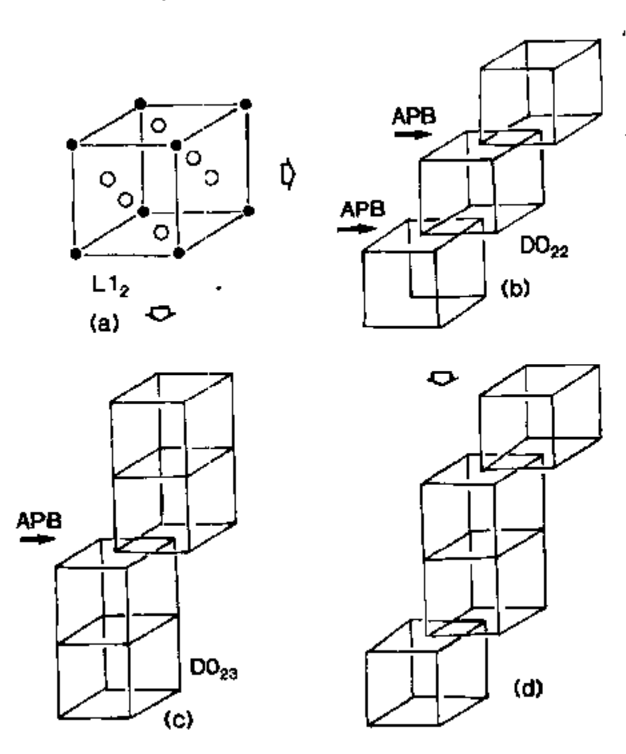


图 6-33 $L1_2$ 和 $L1_2$衍生的、长程超点阵结构之间的结构关系。(a) $L1_2$;(b) $D0_{22}$;(c) $D0_{23}$和(d) (001)面上带有 APB 的 $D0_{22}$结构(Yamaguchi 等,1990)

性位错。从相交处产生的位错是 1/2〈110]超分位错,伴随产生一个 APB。无裂纹的调节是一个吸引人的特征,有助于 Al_3Ti 的塑性提高。为提高 Al_3Ti 的室温塑性,添加合金化元素,降低(001)面上的 APB 能,并增加〈110]超点阵位错运动的容易程度,将是一个有效的途径。考虑与 $L1_2$ 结构类似的结构之间的相对相稳定性,在每个(001)面引入一个1/2[110]-APB,可由 $L1_2$ 结构衍生出 $D0_{22}$结构,而在每两个(001)面引入一个这样的 APB,可衍生出 $D0_{23}$结构。因此,在 $D0_{22}$结构的(001)面引入 1/2[110]-APB,相当于产生 4 个 $D0_{23}$型的(001)层,堆垛在 $D0_{22}$结构中(见图 6-33)。这表明添加形成稳定的 $D0_{23}$结构的 Al_3X 型化合物(X:Zr,Hf)的合金化元素,将降低(001)面的 APB 能。因为在 $D0_{22}$结构的每一个(001)面引入一个 APB,会使

它又转变成 $L1_2$ 结构，添加相对 $L1_2$ 结构而言，降低 $D0_{22}$ 结构稳定性的合金化元素（Li，Sc，Er，Yb），将降低 Al_3Ti 中(001)面的 APB 能，因此使 $D0_{22}$ 结构(001)面上<110]型位错分解轮廓分明。

图 6-34 示出了合金化元素对 Al_3Ti 基化合物的屈服应力和断裂应变的影响。添加 Li，Hf 和 Zr 对提高 Al_3Ti 的塑性有效，而添加 Ti、Nb 和 Ta 因其固溶硬化作用对塑性有害（Umakoshi 等，1987）。三元 $Al_3(Ti,X)$（X：Li，Zr，Hf）化合物高温塑性的显著提高表明增加了(001)<110]滑移的可动性。

• p. 294 •

添加合金化元素，降低由 1/6<11̄2]Shockley 不全位错领先的纯堆垛层错能，将增加有序孪晶的活动性和提高塑性。这在 Al_3V 中得到了有力证明，其变形主要由<110]型位错运动控制，没有孪晶，因此在低温只有小的断裂应变。用 Ti 代替部分 V，发现 Al_3V 的塑性

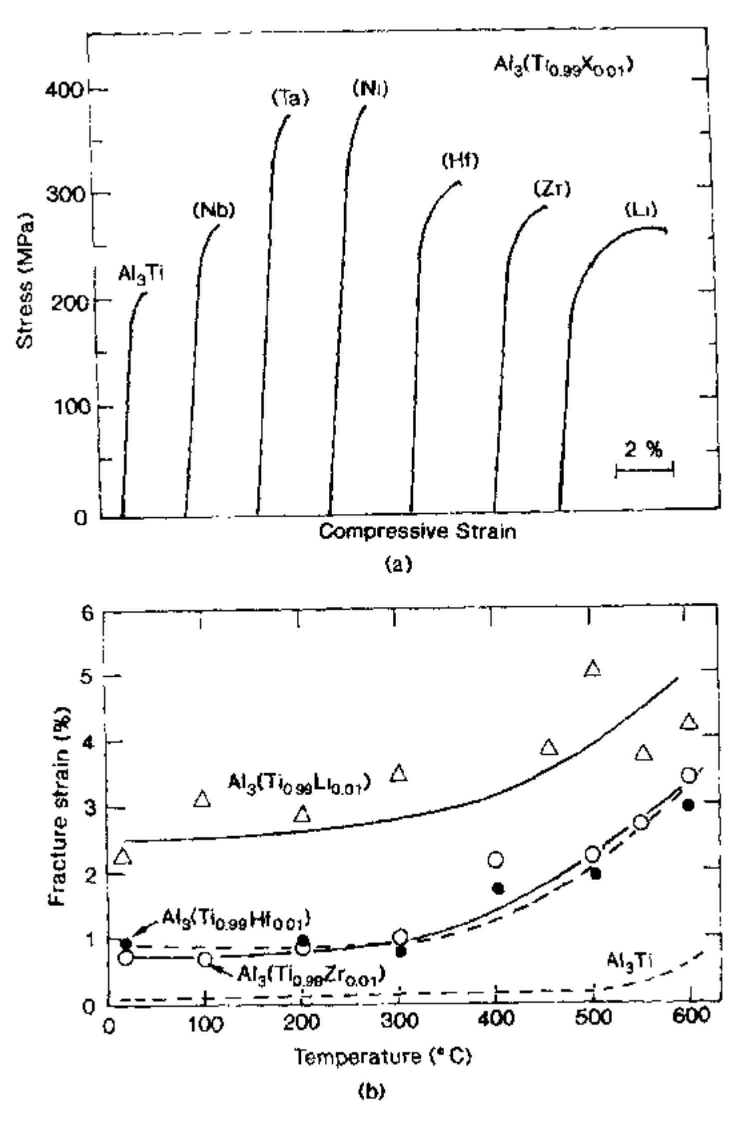


图 6-34 添加元素对 Al_3Ti 基化合物，(a) 应力-应变曲线和 (b) 压缩断裂应变的影响（Umakoshi 等，1987）

得到提高，如图 6-35 所示(Umakoshi 等，1988)。在 Al_3V 中用 Ti 代替 5at. %左右的 V，压缩塑性有显著改善。在室温变形的这种三元化合物中，不仅观察到了〈110]位错，还观察了大量变形孪晶和堆垛层错。因此，三元 $Al_3(V,Ti)$化合物塑性的提高显然是由于在两元 Al_3V 中未开动的有序孪晶活动性的显著提高。用 Ti 部分取代 V 可降低有序能，提高〈110]位错的易动性，因为 $D0_{22}$结构的 $Al_3(V,Ti)$相在 Al_3V-Al_3Ti 准两元系中比在 Al_3V 和 Al_3Ti 两元化合物有更宽的成分范围。事实上，503℃变形的 $Al(V_{0.95}Ti_{0.05})$中的两个 1/2〈110]超分位错在(100)面的分解宽度为 5.7nm(Umakoshi 等，1988)。

• p. 295 •

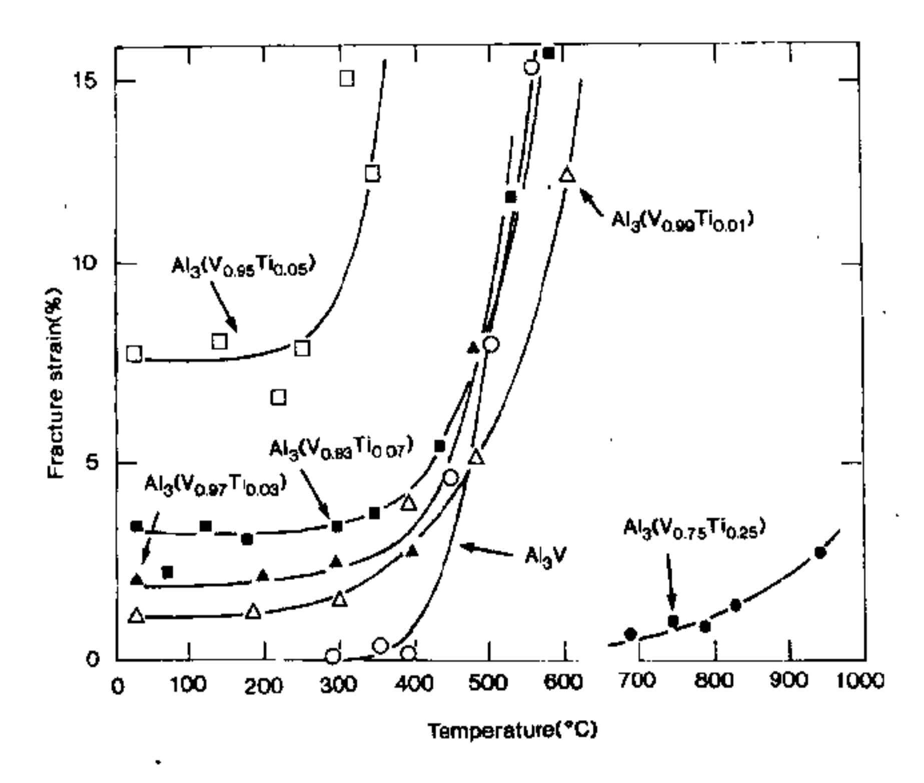


图 6-35 $Al_3(V,Ti)$化合物压缩断裂应变对温度的依赖关系(Umakoshi 等，1988)

提高塑性的另一途径是大量合金化，将 $D0_{22}$结构转变成高对称性的 $L1_2$ 结构。这种晶体结构的转变增加滑移系数量，导致塑性的提高。已发现通过用 Ni(Raman 和 Schubert，1965b)，Pd(Powers 和 Wert，1990)，V(Raman，1966)，Mn(Mabuchi 等人，1989)，Cu(Raman，1966)，Zn(Raman 和 Schubert，1965a)，Cr(Zhang 等，1990)，Ag(Mabuchi 等，1990)或 Fe(Seibold，1981)合金化，使 $L1_2$ 结构稳定化。三元 Al-Ti-Ni，Al-Ti-Fe 和 Al-Ti-Cu 的 $L1_2$ 化合物似乎没有 Al_3Ti 那样脆，室温压缩变形断裂应变超过 10%(George 等，1989；Mabuchi 等，1989；Kumar 和 Pickens，1988；Vasudevan 等，1989)。发现 $Al_{66}Fe_9Ti_{24}$的成分对塑性有益，其变形由一个〈110〉超点阵位错及一个 SISF 的运动控制。然而，可能由于晶界脆化，这个化合物没有足够的室温拉伸塑性。必须研究一种降低晶界脆性的添加剂，如同 Ni_3Al 中的硼一样。

• p. 296 •

6.6.2 应用于极高温度的金属间化合物

在 1500℃以上的温度下使用的航空燃气涡轮和空间飞行器框架要求新型超高温材料。为了寻找候选的超高温材料，已经制造了总共约 300 种在 1500℃以上熔化的二元金属的和金属-类金属的化合物，并展示了它们的熔点、比重、弹性模量以及热硬度(Fleischer，1985，1987；Fleischer 和 Taub，1989)。从抗氧化性和高温强度的观点看，正在研究的有熔点约为 2000℃或更高的过渡金属铝化物和硅化物。最近，$A15$ 结构的 Nb_3Al 和 $C11_b$ 结构的 $MoSi_2$ 作为有潜力的候选材料，引起了人们很大的兴趣。本节讨论 $A15$ 化合物和难熔金属硅化物的变形特征。

6.6.2.1 $A15$ 化合物

几种金属间化合物具有 $A15$ 结构，如 Nb_3Al(1960℃)，W_3Si(2164℃)，V_3Si(2050℃)，Cr_3Si(1730℃)，V_3Sn(1300℃)，Nb_3Sn(1550℃)，V_3Ge(1920℃)，V_3Ga(1300℃)和 Mo_3Al(2150℃)。上述圆括号中的数字是金属间化合物的熔点。这些化合物熔点高，并表现超导性。着眼于制造超导电线，研究了它们的塑性变形。这些化合物在低温极脆，不宜采用传统的变形工艺过程。在高温，它们是塑性的，在 1520－1650℃的温度范围内，V_3Si 和 Nb_3Sn 的变形应变能达 10%－20%。在高静压下甚至可进行冷加工。使用包封的 Nb_3Sn

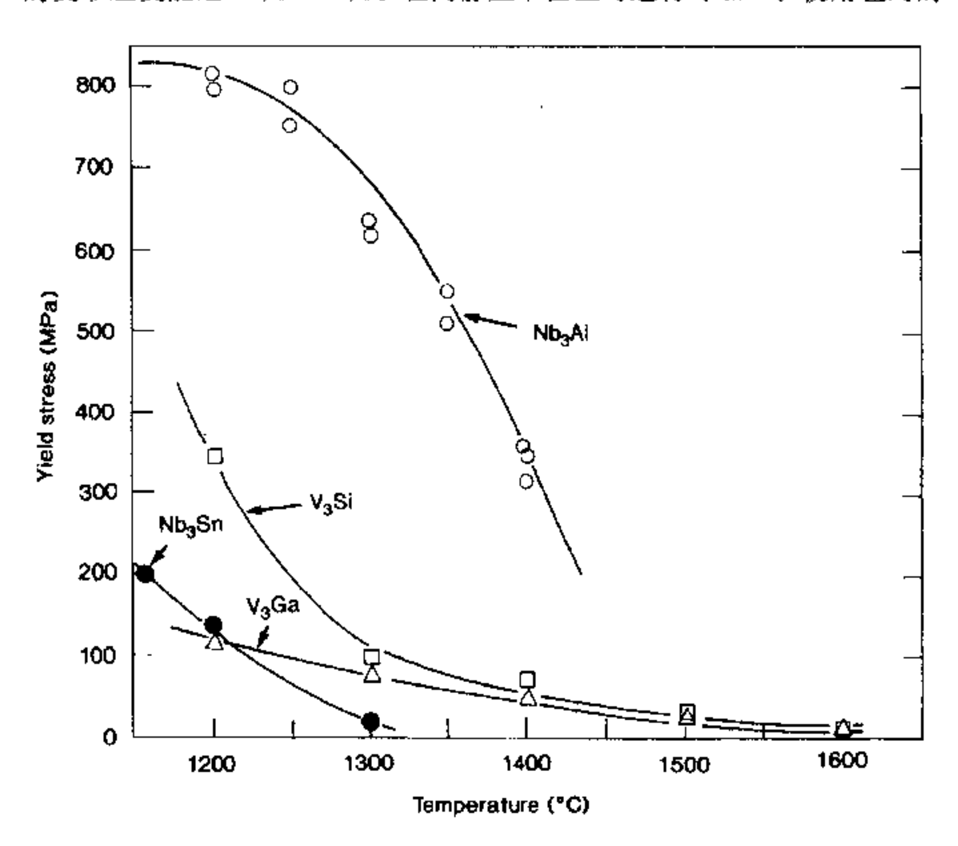


图 6-36 $A15$ 化合物的屈服应力与温度的函数关系(Mahajan 等，1978；Eisenstatt 和 Wright，1980；Soscia 和 Wright，1986；Umakoshi 等，1990c)

粉末，导致晶粒细化，有利于提高可变形性(Wright，1977)。

图 6-36 示出了一些 $A15$ 化合物屈服应力对温度的依赖性关系(Mahajan 等，1978；Eisenstatt 和 Wright，1980；Soscia 和 Wright，1986；Umakoshi，1991)。在相应 $0.6T_m$(T_m：熔点温度)的温度得到了具有大的加工硬化速率的光滑应力-应变曲线。在 1300℃以上，这些材料屈服应力随极缓慢的加工硬化或加工软化以及塑性提高而降低。在试样可变形的温度，屈服应力开始迅速降低。在 1200－1500℃温度范围，V_3Si 的屈服应力对温度的强烈敏感性表明与共价键 Si 晶体有相似的趋势。这说明在 V_3Si 中也存在共价键 V-V 链中的 V 原子可能有强烈的共价键特征。作为高温材料，Nb_3Al 的这种高强度和高的软化温度性能是吸引人的。由图 6-1(f)晶体结构可见，最优先的滑移方向是〈001〉，相当于 $A15$ 结构的最短平移矢量。在 V_3Si(Kramer，1983)和 Nb_3Al(Umakoshi，1991)中控制高温变形的运动位错的柏氏矢量已确定为〈001〉。在 1200－1500℃变形的 V_3Si 中，可观察到刃型和混合型位错，但很少观察到〈001〉螺型位错，在这种温度范围，螺位错可能比刃型位错具有更高的可动性，容易在两个{100}型滑移面间进行交滑移。

• p. 297 •

{010}〈001〉与{110}〈001〉的垂直滑移面的原子最大位移量比为 1.24，从几何学看，{110}面可能更易作为滑移面。另一方面，在{110}面滑移时，每单位面积上被切的 V-V 共价键数量比{100}面上的大 44%。观察到的滑移面偏离{100}不足 10°，说明在 V_3Si 中，{100}面是基本滑移面。因此，V_3Si 中似乎滑移面的选择决定了强的共价键。

在 Nb_3Al 中，开动的滑移系也是{010}〈011〉。从图 6-37 可见，到处都能观察到位错节，但大量的位错线是直的，具有螺型特征(Umakoshi，1991)。〈001〉螺位错的可攀移性甚至在 1300 ℃都不高，Nb_3Al 的高强度可能是由于〈001〉螺位错的高 Peierls 应力。

高温材料在工业应用前应该解决的主要问题是提高塑性。Nb_3Al 的主要变形模式是{010}〈001〉滑移，因而只能得到三个独立的滑移系。为提高塑性，应像 $L1_2$ 结构那样，寻求能将 $A15$ 结构改变成高几何对称性结构的元素。根据 Pettifor(1988)的二元化合物结构图，应添加适当的第三种或更多合金元素，以改变相的稳定性。

• p. 298 •

为提高塑性，应考虑由于组合塑性/脆性相而得到的准塑性。平均成分为 $Nb_{85.21}Al_{14.79}$ 和 $Nb_{86.38}Al_{13.62}$ 的两相合金压缩变形，它们在 1100℃和 1300℃的屈服应力以及塑性/脆性转变温度示于图 6-38(Umakoshi，1991)。以富 Nb 固溶体作为弥散第二相的合金具有较好的塑性及下限强度，提高富 Nb 相的分数将进一步增强合金。为得到更高的塑性，需细化 Nb_3Al 晶粒和弥散的富 Nb 相。

• p. 299 •

6.6.2.2 难熔金属硅化物

一般说来，硅化物具有复杂的晶体结构，很难变形。从晶体对称考虑，$B2$，$D0_3$，$L2_1$ 和 $C1$ 结构的立方体硅化物易于滑移变形，但因其熔点和高温强度问题，它们不可能用于极高温度场合，应该寻求分别基于体心立方和密排六方晶格构成的 $C11b$ 或 $C40$ 结构的硅化物。在极高温度下力学行为富有吸引力的硅化物的熔点列于表 6-3。

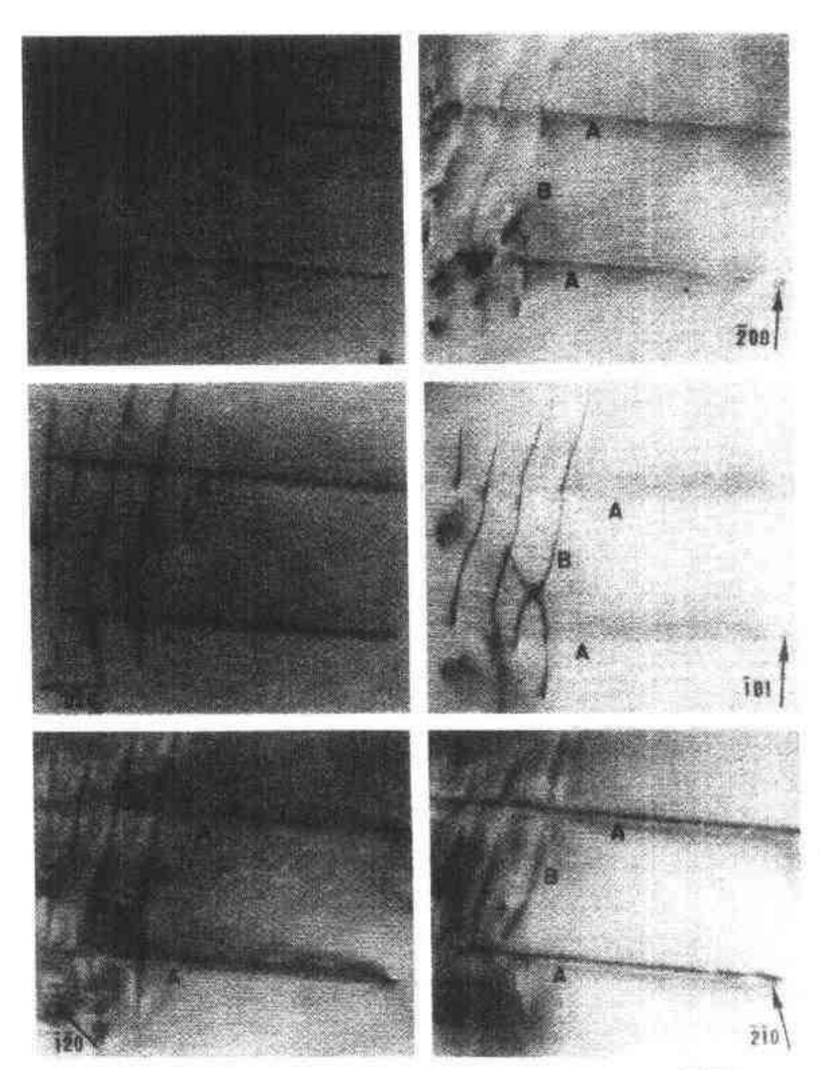


图 6-37　在 1300℃变形的 $Nb_{86.4}Al_{13.6}$位错结构。位错 A 和 B 的柏氏矢量分别是[010]和[001](Umakoshi 等,1989c)

表 6-3　$C11_b$ 和 C40 型硅化物的熔化温度

硅化物	T_m(℃)	晶体结构
$MoSi_2$	2080	$C11_b$
WSi_2	2165	$C11_b$
$ReSi_2$	1980	$C11_b$
VSi_2	1750	C40
$CrSi_2$	1550	C40
$TaSi_2$	2200	C40
$NbSi_2$	1930	C40

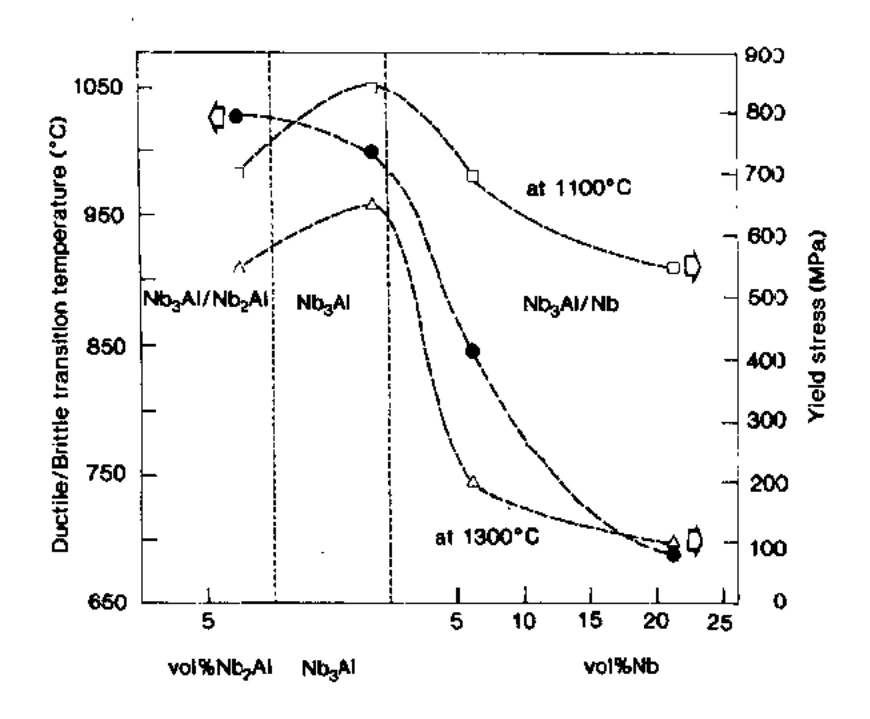


图 6-38 第二相对 Nb_3Al 基化合物塑性/脆性转变温度及屈服应力的影响(Umakoshi 等,1989c)。符号●表示塑性/脆性转变温度

• p. 300 •

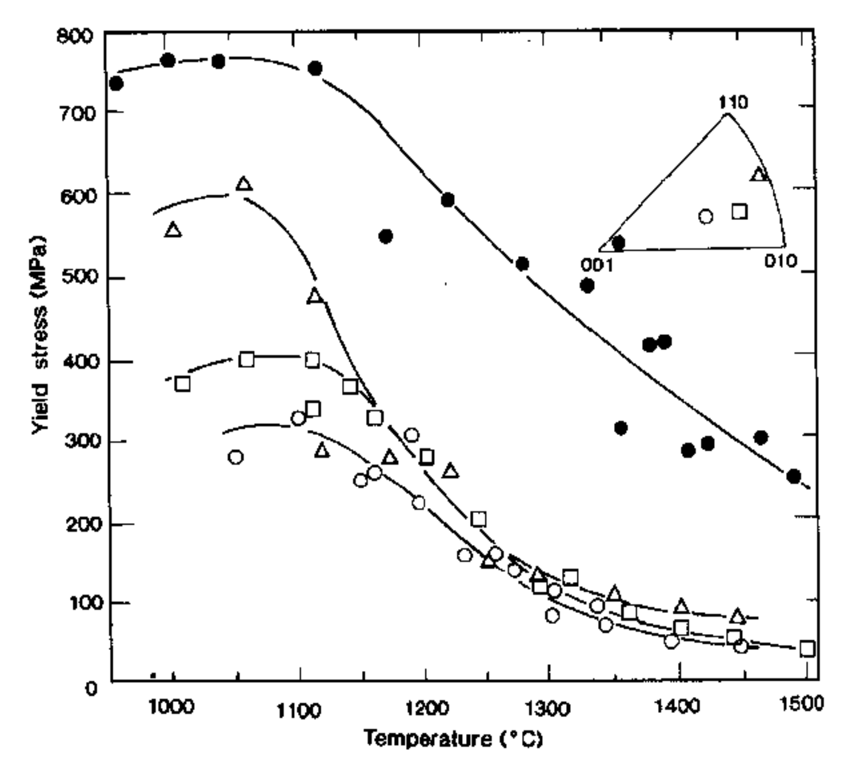


图 6-39 $MoSi_2$ 单晶体的屈服应力与温度的函数关系(Umakoshi 等,1990a,b)。图中的符号示出了不同取向的数据,取向示于标准三角形中

$C11b$ 型硅化物

$MoSi_2$ 形成粘滞的抗氧化的 SiO_2 表面膜。$MoSi_2$ 的热膨胀系数与商业难熔铌合金 Cb752 的相同。因此，它不仅用作 Mo 基合金的，也用作 Nb 基合金的加热元件和涂层材料。如图 6-39 所示，屈服应力强烈依赖于变形温度和晶体取向。靠近[001]角落的试样屈服应力比其它取向的高很多，1100℃时超过 700MPa，接近 1500℃时约为 250MPa (Umakoshi等，1990a,b)。这种高温高强度使其作为新型高温材料最具吸引力。屈服应力-温度曲线有一个轻度峰值或缓慢下降。

• p. 301 •

由于 $C11_b$ 结构基本来源于三个体心立方晶格的堆垛，因此 $C11_b$ 化合物应具有体心立方晶体的变形特征。对大多数取向，滑移产生于最密排面{$\bar{1}$10}面上。也观察到了相当于体心立方晶格{011}滑移的{013}滑移，但仅限于靠近[001]角落的取向。$MoSi_2$ 大约在1000℃产生沿与体心立方晶格⟨111⟩向相对应的⟨331]向的滑移，随着温度的提高，⟨100]和⟨110]滑移也被激活。在低温下，$MoSi_2$ 极脆，低于 900℃时，常在记录可观察到的滑移应变之前发生断裂。随变形温度的提高，自然将导致塑性的提高，在 1200℃以上，由于⟨100]和⟨110]滑移的活动性明显增加，塑性显著提高，如图 6-40 所示。由于断裂应变对应变速率不太敏感，因此在 1200℃以上，断裂韧度将不会有严重问题。

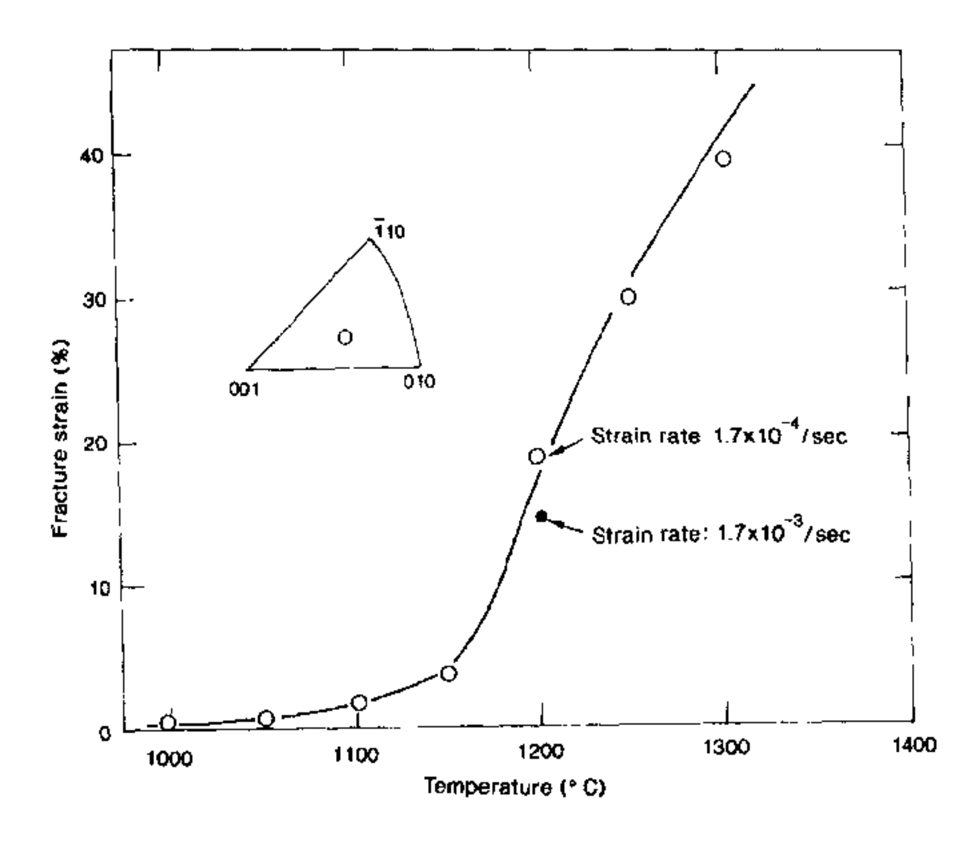


图 6-40　温度对 $MoSi_2$ 单晶体断裂应变的影响(Umakoshi 等，1990 b)

一个 1/2⟨331]超点阵位错能分解成三个相同的由两个 APB 接合的 1/6⟨331]超分位错，每个超分位错的柏氏矢量小于普通位错⟨100]和⟨110]，普通位错不会扰乱有序原子排列[见图 6-41(a)]。在有序晶体中，当考虑位错分解和运动时，平面缺陷能和稳定性很重

要。由于 1/2〈331]超点阵位错在{110}或{013}面上运动，因此有必要计算两个面上的APB能。可以通过计算缺陷平面上原子键数量而计算这个能量。在 $C11_b$ 结构的 $MoSi_2$ 中，APB能可以表示为 $V(r_k)$ 的函数，这里 $V(r_k)=[\Phi_{MoMo}(r_k)+\Phi_{SiSi}(r_k)]/2-\Phi_{MoSi}(r_k)$，而 $\Phi_{MoSi}(r_k)$ 是第 k 层最近邻原子的 Mo 和 Si 交互作用能。当计算到第五个最近邻原子的交互作用时，{110}和{013}面上的 APB 能由下式给出，

$$E_{APB}\,\mathrm{on}\{110\} = [4V(r_1) - 8V(r_3) + 8V(r_5)]/(\sqrt{2}\,ac)$$

$$E_{APB}\,\mathrm{on}\{013\} = [4V(r_2) - 4V(r_3) + 16V(r_4) - 8V(r_5)]/(a\sqrt{9a^2+c^2}) \quad (6\text{-}7)$$

• p.302 •

式中，a 和 c 是 $C11_b$ 结构的晶格参数。{110}面的 APB 能比{013}面的大很多，这是由于在{013}面上，不存在第一近邻原子键对 APB 能的影响，一般说来，第一近邻原子交互作用能的影响比更远的近邻原子的强烈得多。在所有温度，〈$3\bar{3}1$]{013}滑移的 CRSS 比〈$3\bar{3}1$]{110}滑移的高得多。因此，APB能的各向异性以及{110}面和{013}面上 CRSS 差别的观点看，$MoSi_2$ 中{110}和{013}滑移间的关系与有反常强化的 $L1_2$ 金属间化合物中{111}和{001}滑移间的关系非常相似。在1060℃观察到了偏离 CRSS 定律的现象：交滑移到{013}面的应力分量越高，{110}滑移所需的 CRSS 变得越大。在1050℃左右观察到了一个不强的反常峰，如图 6-39 所示。交滑移到{013}面的部分位错将充当{110}面整个位错运动的拖曳点(Umakoshi 等，1990b)。

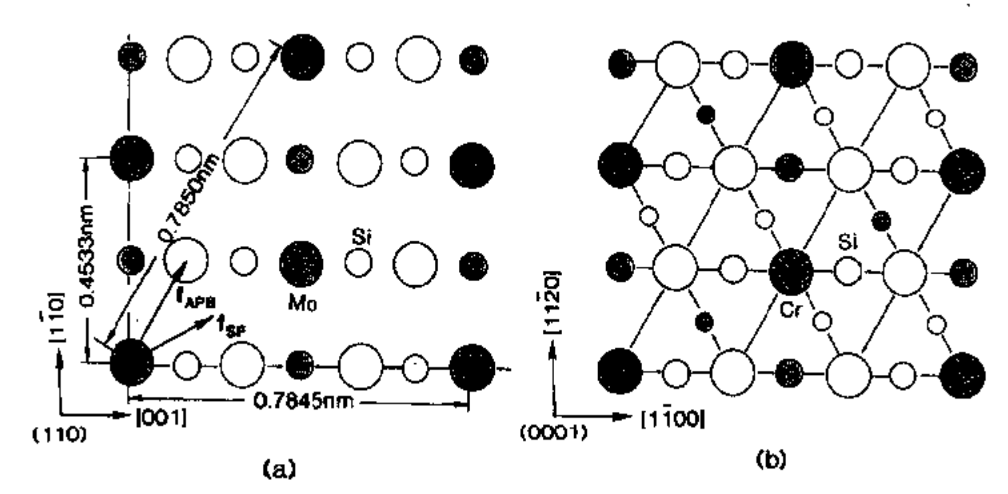


图 6-41 (a) 具有 $C11_b$ 结构的 $MoSi_2$ 中(110)面上的原子排列。大和小的圆圈代表毗邻的 A 和 B 层上的原子；(b) 具有 $C40$ 结构的 $CrSi_2$ 中(0001)面上的原子排列

在开始快速软化和塑性提高的高温下，〈100]和〈110]位错被激活，因为具有高的攀移可动性，这些位错有形成位错结的强烈趋势，如图 6-42 所示。在位错结上进行着[010]+[100]=[110]的位错反应。需注意由 1/4[111]不全位错形成的堆垛层错，如图 6-42 中的 D 所示。图 6-41 示出了(110)面的原子排列，大圆圈代表 A 层原子，小圆圈代表 B 层原子，B 层紧接着 A 层的上面和下面。如果 A 层原子经由 1/4[111](f_{SF})矢量相对于 B 层位移，则原子排列如图 6-41b 所示，堆垛顺序也从 ABAB 变为 ABC。原子排列和堆垛顺序与 $C40$ 结构中(0001)面的相当。堆垛层错能由下式表示：

$$E_{SF} = [4\Phi_{MoMo}(r_3) + 8\Phi_{SiSi}(r_3)]/(\sqrt{2}\,ac)$$

式中 a 和 c 是晶格参数。因此，堆垛层错的形成与 $C11_b$ 结构相对 $C40$ 结构的相稳定性密切相关(Umakoshi 等，1989b)。在 1900℃以上，$MoSi_2$ 中的 $C11_b$ 结构转变为 $C40$ 结构，这时，堆垛层错自由能降为零，层错易于形成。

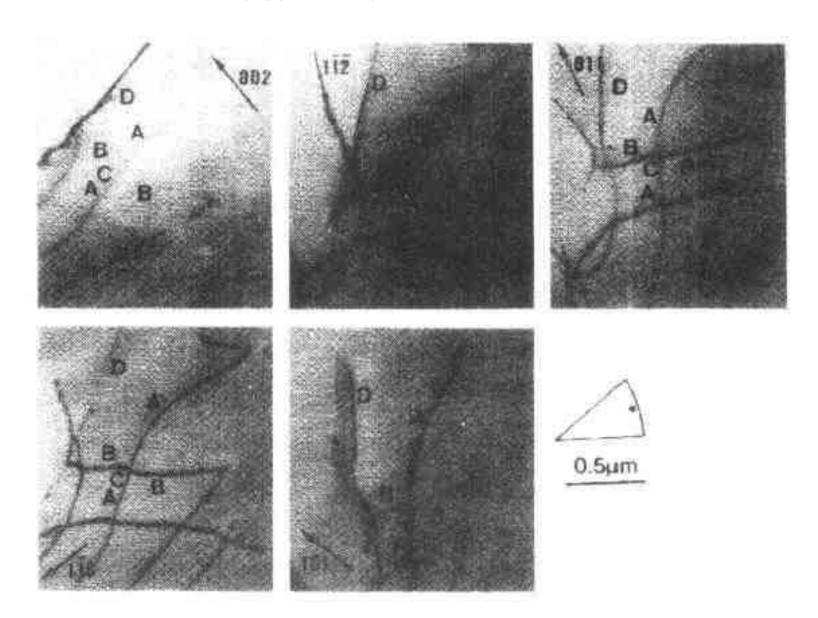


图 6-42 用 5 种不同的 g 矢量 002，$1\bar{1}\bar{2}$，011，$\bar{1}10$ 和 101，分析在 1300℃变形的 $MoSi_2$ 单晶体中形成位错结的柏氏矢量。位错 A，B，C 和 D 的柏氏矢量分别为[100]，[010]，[110]和 1/4[111](Umakoshi 等，1990b)

堆垛层错形成数量的增加对 $MoSi_2$ 高温塑性的提高也有益。$MoSi_2$ 低温塑性是 1/2⟨331]，⟨100]和⟨110]位错高 Peierls 应力的结果，尽管有足够的滑移系满足 von Mises 判据。添加降低 $MoSi_2$ 中 $C11_b$ 结构相对 $C40$ 结构的稳定性的合金元素，将降低堆垛层错能，并可激活堆垛层错后的 1/4[111]不全位错运动，从而提高了塑性。在 $MoSi_2$ 中添加 Cr 有望降低 $C11_b$ 结构相对 $C40$ 结构的稳定性，因为$CrSi_2$ 以 $C40$ 结构结晶，而且在 $MoSi_2$-$CrSi_2$ 准二元系中，少量的 Cr 能固溶于 $C11_b$ 结构的 $MoSi_2$ 中。正如所预料的那样，在{110}面上观察到了大量的结合一个 SF 的 1/2⟨111⟩位错，如图 6-43 所示(Umakoshi 等，1990a)。堆垛层错不能在{013}面产生。可能是由于 Cr



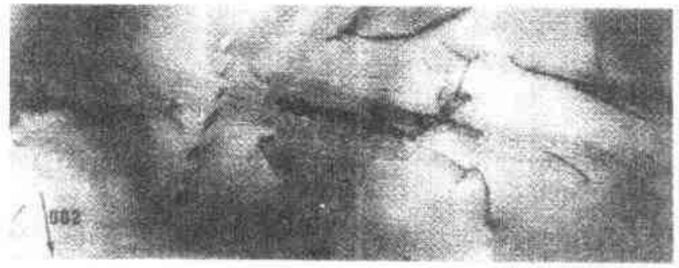


图 6-43 1150℃变形的$(Mo_{0.97}Cr_{0.03})Si_2$ 单晶中的位错结构(Umakoshi 等，1990a)(g＝$0\bar{1}1$ 或 002)

的固溶硬化作用，加 Cr 后塑性提高不明显，但在$(Mo_{0.97}Cr_{0.03})Si_2$单晶体的应力-应变曲线中看到了塑性提高的标记。添加 Cr 加大了{110}和{013}滑移的屈服应力的差别，这一事实间接说明了 Cr 对塑性的影响。考虑到 Mo，W 和 Re 形成 $C11_b$ 结构的 XSi_2 硅化物，Cr，Ta，V 和 Nb 形成 $C40$ 结构的硅化物，尚需系统研究合金化元素及其合适添加量。

对于高温结构的应用，蠕变强度很重要。在 1200－1400℃的温度范围内，$MoSi_2$ 单晶体的蠕变曲线在正常初始蠕变后出现稳态蠕变。稳态蠕变速率 $\dot{\varepsilon}$ 可用经验指数定律蠕变方程表示：

$$\dot{\varepsilon} = A(\sigma/G)^n \exp[-\Delta H/(RT)] \tag{6-8}$$

• p. 304 •

式中，A 是常数，σ 是施加的应力，G 是剪切模量，n 是应力指数，ΔH 是激活焓，T 是温度，R 是气体常数。依赖于蠕变机制的应力指数 n 可以从恒温时稳态蠕变速率和施加应力之间的关系导出。施加应力高于 50MPa，在 1200℃和 1400℃蠕变后，$MoSi_2$ 单晶体的 n 值约为 3(Umakoshi 等，1990a)。$MoSi_2$ 的蠕变可能是由位错的粘滞运动控制。当 1400℃施加应力下降时，n 值接近 1，这表明体扩散机制开动。强有序硅化物很难扩散。$MoSi_2$ 在 50MPa 蠕变得到的激活能是 520kJ/mol，比 Nb_3Al 的 350kJ/mol 高。因此，$MoSi_2$ 即使在 1400℃仍具有高的蠕变抗力。

***C40* 型硅化物**

从图 6-1(g)的晶体结构可见，可能的滑移面是(0001)和$\{11\bar{2}0\}$面。在基面上(见图 6-41b)，最短的晶格平移矢量是 $1/2\langle\bar{2}110\rangle$。一个 $1/2\langle\bar{2}110\rangle$位错能分解成两个 $1/4\langle\bar{2}110\rangle$不全位错，并伴随一个 SF，在 SF 后的 $1/4\langle\bar{2}110\rangle$不全位错的运动局部地在 C40 结构中产生 $C11_b$ 结构的{110}面重新产生原子排列。棱形$\{11\bar{2}0\}$面上不能形成 SF。

• p. 305 •

下面以 $CrSi_2$ 为例叙述 $C40$ 型硅化物的变形特征。$CrSi_2$ 单晶可在 700℃以上变形。随温度升高，能得到光滑的应力-应变曲线，在 900℃以下，屈服后明显加工硬化。在 900℃以上的高温，试样屈服应力下降，伴随出现非常缓慢的加工硬化或加工软化，以及塑性提高。无论晶体取向如何，滑移总是产生于(0001)面。滑移痕迹分析表明没有超点阵位错被激活，(0001)〈110〉滑移系产生滑移。(0001)$\langle 11\bar{2}0\rangle$滑移的 CRSS 不依赖于晶体取向，并随温度升高而持续降低(见图 6-44；Umakoshi 等，1991d)。

6.7 总 结

早在上世纪末就知道了金属间化合物具有显著变化的力学特征，比如比固溶体具有更高的强度但更大的脆性。当然，这些特殊力学性能是源于不同组分原子间的强键。有序原子排列形成不同种类的有序结构，这种结构的超点阵位错可分解为几个超分位错。位错分解取决于可能的平面缺陷的稳定性和能量，根据刚球模型的预测，这些平面缺陷在缺陷矢量上可能不稳定。尽管基本塑性特征取决于晶体结构，如面心立方，体心立方或密排六方晶格，但分解位错成组地运动以及有序状态的核心结构特征对理解金属间化合物吸引人的塑性行为有重要作用。

从结构应用的观点看，必须提高塑性。发现硼可以作为一种降低 Ni_3Al 晶界脆性的添

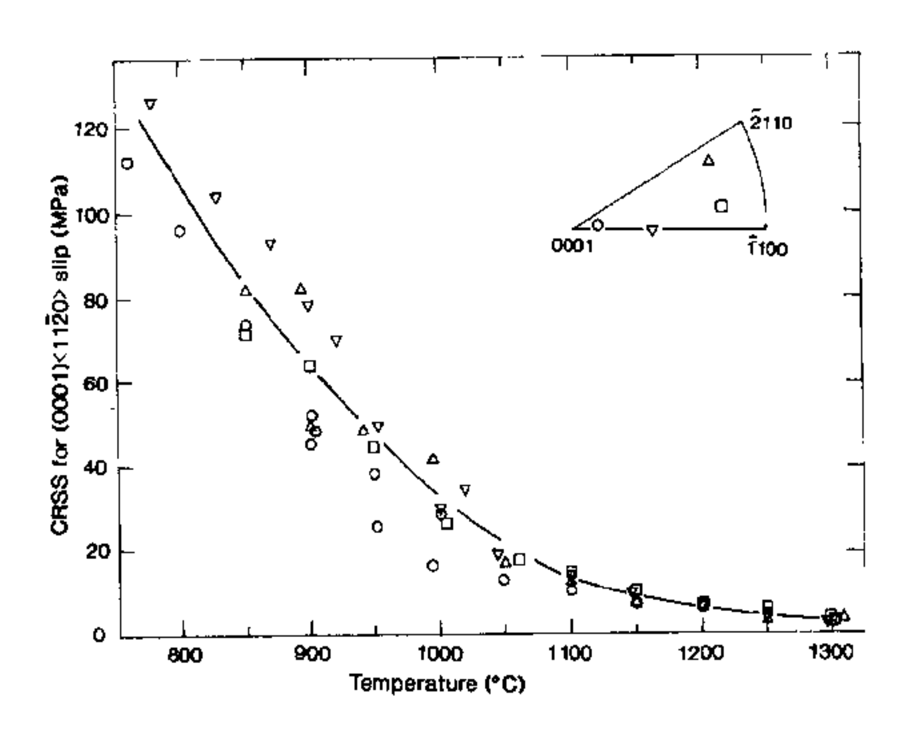


图 6-44 $CrSi_2$ 单晶体的屈服应力与温度的函数关系(Umakoshi 等,1990d)

加剂,是发展和应用 Ni_3Al 基高温材料的重要一步,但仍存在高温晶界弱的问题。由于低密度和高温高强度,TiAl 是有望用于飞机框架和汽车车身的一种新型材料。含大量孪晶和 α_2 盘状物的层片结构的富 Ti 之 TiAl 例证了这些吸引人的力学性能。TiAl 晶体的强度和塑性与层片结构密切相关,减小层片间距至亚微尺寸,将得到高强度和良好塑性的综合性能。现在只研究了层片中 γ 相基体的变形行为。然而,发现 $D0_{19}$结构的薄 α_2 盘状结构成为位错运动通过层片边界的有效障碍,从而强化 TiAl 晶体。应努力激活更多的滑移系,因为 α_2 相具有大的塑性各向异性,且由于目前没有足够数量的滑移系而导致低温低塑性。为加速 TiAl 的结构应用,必须进行更多、更系统的工作,寻求控制显微结构,尤其是控制层片中 α_2 盘状结构厚度和分布的合金元素和制造工艺,集中研究 α_2 相的变形模式。

• p. 306 •

应发展应用于 1500℃以上的难熔材料。在难熔金属硅化物中,发现了一些候选材料,如 $MoSi_2$。很难象传统合金和低温金属间化合物那样,在低温得到良好塑性,尽管可根据 $C11_b$ 结构相对 $C40$ 结构相稳定性的观点添加少量 Cr,有望提高 $MoSi_2$ 的塑性。事实上,难熔金属间化合物低温时极脆,但与陶瓷截然不同。这种硅化物可通过位错运动而变形,而在其使用的高温下成为塑性。对于超高温金属间化合物,在实际结构应用之前还要克服许多难点和障碍,但它们比陶瓷更优越,人们将继续进行开发。

6.8 致　谢

作者要感谢 M. Yamaguchi 教授提供了有价值的数据和照片。还要感谢 H. Mughrabi 教授的鼓励和严格审阅。本项工作得到了 Mazda 基金、Iketani 科学和技术基金以及日本教育、科学和文化部为科学研究和发展设立的补助金的支持。

6.9 参考文献

Aboelfotoh, M. O. (1972), *Phys. Stat. Sol. 14*, 545.

Amelinckx, S. (1979), *Dislocations in Solids*, Vol. 2: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland Publishing Company, p. 67.

Aoki, K., Izumi, O. (1979), *J. Jap. Inst. Metals 43*, 1190.

Baker, I., Schulson, E. M., Horton, J. A. (1987), *Acta Metall. 35*, 1533.

Ball, A., Smallman, R. E. (1966), *Acta Metall. 14*, 1517.

Brown, N. (1959), *Phil. Mag. 4*, 693.

Camus, G. M., Stoloff, N. S., Duquette, D. J. (1989), *Acta Metall. 37*, 1497.

Causey, A. R., Teghtsoonian, E. (1970), *Metall Trans. 1*, 1177.

Cockayne, D. J. H., Ray, I. L. F., Whelan, M. J. (1969), *Phil. Mag. A. 56*, 73.

Crawford, R. C., Ray, I. L. F. (1977), *Phil. Mag. 35*, 549.

Court, S. A., Lofvander, J. P. A., Loretto, M. H., Fraser, H. L. (1989), *Phil. Mag. A. 59*, 379.

Crimp, M. A., Vedula, K., Gaydosh, D. J. (1987), in: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys II, MRS Symposia Proceedings*, Vol. 81: Stoloff, N. S., Koch, C. C., Liu, C. T., Izumi, O. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 499.

Davies, R. G., Stoloff, N. S. (1964), *Trans. AIME. 230*, 390.

Douin, J., Veyssiére, P., Beauchamp, P. (1986), *Phil. Mag. A 54*, 375.

Eisenstatt, L. R., Wright, R. N. (1980), *Metall. Trans. A 11*, 1131.

Ezz, S. S., Pope, D. P., Paidar, V. (1982), *Acta Metall. 30*, 921

Ezz, S. S., Pope, D. P., Paidar, V. (1987), *Acta Metall. 35*, 1879.

Farkas, D., Savino, E. J. (1988), *Scripta Metall. 22*, 557.

Fleischer, R. L. (1985), *J. Metals 37*, 16.

Fleischer, R. L. (1987), *J. Mater. Sci. 22*, 2281.

Fleischer, R. L., Taub, A. I. (1989), *JOM 41*, 8.

Flinn, P. A. (1960), *TMS-AIME. 218*, 145.

Fujiwara, T., Nakamura, A., Hosomi, H., Nishitani, S. R., Shirai, Y., Yamaguchi, M. (1990), *Phil. Mag. A 61*, 591.

George, E. P., Porter, W. D., Henson, H. M., Oliver, W. C., Oliver, B. F. (1989), *J. Mater. Sci. 4*, 78.

Greenberg, B. A. (1973), *Phys. Stat. Sol. 55*, 59.

Greenberg, B. A. (1989), *Scripta Metall. 23*, 631.

Hagiwara, M., Suzuki, T. (1977), *Trans. Jap. Inst. Metals 1*, 239.

Hahn, K. H., Vedula, K. (1989), *Scripta Metall. 23*, 7

Hall, E. L., Huang, S.-C. (1989), in: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys III, MRS Symposia Proceedings*, Vol. 133: Liu, C. T., Taub, A. I., Stoloff, N. S., Koch, C. C. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 693.

Hanamura, T., Tanino, M. (1989), *J Mater. Sci. Lett. 8*, 24.

Hanamura, T., Uemori, R., Tanino, M. (1988), *J. Mater. Res. 3*, 656.

Hanada, S. (1984), *Metals and Technology 54 (10)*, 17

Hanada, S., Watanabe, S., Sato, T., Izumi, O. (1981), *Trans. Jap. Inst. Metals. 22*, 873.

Heredia, F. E., Tichy, G., Pope, D. P., Vitek, V. (1989), *Acta Metall. 37*, 2755.

Hug, G., Loiseau, A., Lasalmonie, A. (1986), *Phil. Mag. A 54*, 47.

Hug, G., Loiseau, A., Veyssiére, P. (1988), *Phil. Mag. A 57*, 499.

Jones, P. J., Edington, J. W. (1973), *Phil. Mag. 27*, 393.

Jung, I., Rudy, M., Sauthoff, G. (1987), in: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys II, MRS Symp. Proc.*, Vol. 81: Stoloff, N. S., Koch, C. C., Liu, C. T., Izumi, O. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 263.

Kuruvilla, A. K., Stoloff, N. S. (1985), *Scripta Metall. 19*, 83.

Kuruvilla, A. K., Ashock, S., Stoloff, N. S. (1982), *Proc. 3rd Congress on Hydrogen in Metals*. Oxford: Pergamon Press, p. 42 and p. 629

Kawabata, T., Kanai, T., Izumi, O. (1985), *Acta Metall. 33*, 1355.

Kawabata, T., Tadano, M., Izumi, O. (1988), *Scripta Metall. 22*, 1725.

Kear, B. H., Wilsdorf, H. G. F. (1962), *Trans. TMS-AIME. 224*, 382.

Kear, B. H., Giamei, A. F., Silcock, J. M., Ham, R. K. (1968), *Scripta Metall. 2*, 287.

Kear, B. H., Sims, C. T., Stoloff, N. S., Westbroom, J. H. (1970), *Ordered Alloys: Structural Applications and Physical Metallurgy*. Baton Rouge, LA: Claitor's Pub.

Keran, R. J. (1984), *Metall. Trans. 15A*, 1721.

King, A. H., Yoo, M. H. (1987), *Scripta Metall. 21*, 1115.

Korner, A., Karnthaler, H. P., Hitzenberger, C. (1987), *Phil. Mag. A 56*, 73.

Kramer, U. (1983), *Phil. Mag. A 47*, 721.

Kumar, K. S., Pickens, J. R. (1988), in: *Dispersion Strengthened Aluminum Alloys*: Kim, Y. W., Griggith, W. M. (Eds.). Warrendale, PA: AIME p. 763.

Lipsitt, H. A., Shechtman, D., Schafrik, R. E. (1975), *Metall. Trans. A. 6*, 1991.

Lipsitt, H. A., Shechtman, D., Schafrik, R. E. (1980), *Metall. Trans. 11A*, 1369

Liu, C. T. (1991), in: *Proc. Inter. Sympo. on Intermetallic Compounds – Structure and Mechanical Properties*: Izumi, O. (Ed.). Sendai: Jap. Inst. of Metals, p. 703.

Liu, C. T., George, E. P. (1990), *Scripta Metall. 24*, 1285.

Liu, C. T., George, E. P. (1991), in: *High-Temperature Ordered Intermetallics IV*, Proc. MRS Sympo.: Johnson, L., Pope, D. P., Stiegler, J. O. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 213.

Liu, C. T., Inouye, H. (1979), *Metall. Trans. A 10*, 1515.
Liu, C. T., Stiegler, L. O. (1984), *Science 226*, 636.
Liu, C. T., White, C. L. (1985), in: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys. MRS Sympo. Proc.*, Vol. 39: Koch, C. C., Liu, C. T., Stoloff, N. S. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 365.
Liu, C. T., White, C. L., Horton, J. A. (1985), *Acta Metall. 33*, 213.
Liu, C. T., Lee, E. H., McKamey, C. G. (1989), *Scripta Metall. 23*, 875.
Liu, C. T., McKamey, C. G., Lee, E. H. (1990), *Scripta Metall. 24*, 385.
Liu, C. T., Lee, E. H., George, E. P. (1991), in: *High-Temperature Ordered Intermetallics IV, Proc. MRS Sympos.*: Johnson, L., Pope, D. P., Stiegler, J. O. (Eds.). Pittsburg, PA: MRS, p. 213.
Mabuchi, H., Hirukawa, K., Nakayama, Y. (1989), *Scripta Metall. 23*, 1761.
Mabuchi, H., Hirukawa, K., Katayama, K., Tsuda, H., Nakayama, Y. (1990), *Scripta Metall. 24*, 1553.
Mahajan, S., Wernick, J. H., Chin, G. Y., Nakahara, S., Geballe, T. H. (1978), *Appl. Phys. Lett. 33*, 972.
Marcinkowski, M. J. (1963), in: *Electron Microscopy and Strength of Crystals*: Thomas, G., Washburn, J. (Eds.). New York: Interscience Publishers, p. 333.
Marcinkowski, M. J., Brown, N., Fisher, R. M. (1961), *Acta Metall. 9*, 129.
McAndrew, J. B., Kessler, H. D. (1956), *J. Metals 8*, 1348.
McCullough, C., Valencia, J. J., Levi, C. G., Mehrabian, R. (1989), *Acta Metall. 37*, 1321.
McKamey, C. G., Horton, J. A., Liu, C. T. (1988), *Scripta Metall. 22*, 1679.
Minonishi, Y. (1991), *Phil. Mag. A. 63*, 1085.
Minonishi, Y., Yoo, M. H. (1990a), *Phil. Mag. Lett. 61*, 203.
Minonishi, Y., Yoo, M. H. (1990b), *Phil. Mag. A. 63*, 1085.
Murakami, K., Umakoshi, Y., Yamaguchi, M. (1978), *Phil. Mag. A. 37*, 719.
Nakamura, A., Oh, M. H., Inui, H., Yamaguchi, M. (1990), *Proceedings of the 1990 Tokyo Meeting of the Japan Institute of Metals*. Sendai: Jap. Inst. of Metals, p. 408.
Nishitani, S. R., Oh, M. H., Nakamura, A., Fujiwara, T., Yamaguchi, M. (1990), *J. Mater. Res. 5*, 484.
Noguchi, O., Oya, Y., Suzuki, T. (1981), *Metall. Trans. A 12*, 1647.
Pascoe, R. T., Newey, C. W. A. (1968), *Metall. Sci. 2*, 138.
Paidar, V. (1976), *Czeck. J. Phys. B 26*, 865.
Paidar, V., Yamaguchi, M., Pope, D. P., Vitek, V. (1982), *Phil. Mag. A 45*, 883.
Paidar, V., Pope, D. P., Vitek, V. (1984), *Acta Metall. 32*, 435.
Pettifor, D. G. (1988), *Mater. Sci. and Technology 4*, 675.
Pope, D. P., Ezz, S. S. (1984), *Intl. Metall. Rev. 29*, 136.
Potter, D. I. (1970), *Mater. Sci. Eng. 5*, 201.
Powers, W. O., Wert, J. A. (1990), *Metall. Trans. 21A*, 145.
Rachinger, W. A., Cottrell, A. H. (1956), *Acta Metall. 4*, 109.
Raman, A. (1966), *Z. Metallkd. 57*, 535.
Raman, A., Schubert, K. (1965a), *Z. Metallkd. 56*, 40.
Raman, A., Schubert, K. (1965b), *Z. Metallkd. 56*, 99.
Rudy, M., Sauthoff, G. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 525.
Saka, H., Kawase, M: (1984), *Phil. Mag. A. 49*, 525.
Sastry, S. M. L., Lipsitt. H. A. (1977), *Metall. Trans. 8A*, 299.
Sastry, S. M. L., Ramaswami, B. (1976), *Phil. Mag. 33*, 375.
Sauthoff, G. (1986), *Z. Metallkd. 77*, 654.
Sauthoff, G. (1989), *Z. Metallkd. 80*, 337.
Sauthoff, G. (1990), *Z. Metallkd. 81*, 855.
Sauthoff, G. (1991), in: *Proc. Inter. Sympo. on Intermetallic Compounds – Structure and Mechanical Properties*: Izumi, O. (Ed.). Sendai: Jap. Inst. of Metals, p. 371.
Schulson, E. M., Baker, D. R. (1983), *Scripta Metall. 17*, 519.
Schulson, E. M., Teghtsoonian, E. (1969), *Phil. Mag. 19*, 155.
Seibold, A. (1981), *Z. Metallkd. 72*, 712.
Shechtman, D., Blackburn, M. J., Lipsitt, H. A. (1974), *Metall. Trans. 5*, 1373.
Soscia, B. G., Wright, R. N. (1986), *Metall. Trans. A. 17*, 519.
Stoloff, N. S., Davies, R. G. (1964a), *Acta Metall. 12*, 473.
Stoloff, N. S., Davies, R. G. (1964b), *Trans. ASM 57*, 247.
Stoloff, N. S., Davies, R. G. (1966), *Prog. Mater. Sci. 13*, 1.
Strutt, P. R., Polvani, R. S., Ingram, J. C. (1976a). *Metall. Trans. A 7*, 23.
Strutt, P. R., Rowe, G. M., Ingram, J. C., Choo, Y. H. (1976b), in: *Electron Microscopy and Structure of Materials*: Thomas, G. (Ed.). Berkeley, CA: Univ. of California Press, p. 722.
Suzuki, T., Oya, Y., Ochiai, S. (1984), Metall. Trans. 15, 173.
Suzuki, T., Mishima, Y., Miura, S. (1989), *Iron Steel Inst. Jap. Inter. 29*, 1.
Takasugi, T., Izumi, O. (1985a), *Acta Metall. 33*, 39.
Takasugi, T., Izumi, O. (1985b), *Acta Metall. 33*, 1247.
Takasugi, T., Izumi, O. (1985c), *Scripta Metall. 19*, 903.
Takasugi, T., Izumi, O. (1986), *Acta Metall. 34*, 607.
Takeuchi, S. (1980), *Phil. Mag. 41*, 541.
Takeuchi, S., Kuramoto, T. (1972), *Metall. Trans. 3*, 3037.
Takeuchi, S., Kuramoto, E. (1973), *Acta Metall. 21*, 415.

Takeuchi, S., Kuramoto, T. (1974), *Acta Metall. 22*, 429.
Taub, A. I., Briant, C. L. (1987), *Acta Metall. 35*, 1597.
Thomas, M., Vessel, A., Veyssiére, P. (1987), *Scripta Metall. 21*, 501.
Thornton, P. H., Davies, R. G., Johnston, T. L. (1970), *Metall. Trans. 1A*, 207.
Tichy, G., Vitek, C., Pope, D. P. (1986), *Phil. Mag. A. 53*, 467.
Tsujimoto, T., Hashimoto, K. (1989), in: *High-Temperature Intermetallic Alloys III, MRS Symposia Proceedings*, Vol. 133: Liu, C. T., Taub, A. I., Stoloff, N. S., Koch, C. C. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 391.
Umakoshi, Y. (1991). *Bulletin of Japan Inst. of Metal 30*, 72.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M. (1980), *Phil. Mag. A 41*, 573.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M. (1981a), Phil. Mag. A 44, 711.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M (1981b), *Phys. Stat. Sol. (a) 68*, 457.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Namba, Y., Murakami, K. (1976), *Acta Metall. 24*, 89.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Vitek, V. (1983), in: *Proc. of Inter. Sympos. on the Structure and Properties of Crystal Defects, Part A*: Paidar, V., Lejcek, L., (Eds.). Praha: Elsevier, p. 41.
Umakoshi, Y., Pope, D. P., Vitek, V. (1984a), *Acta Metall. 32*, 449.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T. (1984b), *Acta Metall. 32*, 649.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T. (1985a), in: *Dislocations in Solids*: Suzuki, H., Ninomiya, T., Sumino, K., Takeuchi, S. (Eds.). Tokyo: University of Tokyo Press, p. 81.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T. (1985b), *Phil. Mag. A, 53*, 357.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T. (1986), *Phil. Mag. A, 53*, 221.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T., Hirano, T. (1987), *Proceedings of the 1987 Kumamoto Meeting of the Japan Inst. of Metals*. Sendai: Jap. Inst. Met., p. 316.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Yamane, T., Hirano, T. (1988), *Phil. Mag. A, 58*, 651.
Umakoshi, Y., Hirano, T., Sakagami, T., Yamane, T. (1989a), *Scripta Metall. 23*, 87.
Umakoshi, Y., Sakagami, T., Yamane, T., Hirano, T. (1989b), *Phil. Mag. Lett. A 59*, 159.
Umakoshi, Y., Semba, H., Yamane, T. (1989c), *Proceedings of the 1989 Sapporo Meeting of the Japan Inst. of Metals*. Sendai: Japan Inst. of Metals, p. 259.
Umakoshi, Y., Yamaguchi, M., Sakagami, T., Yamane, T. (1989d), *J. Mater. Sci. 24*, 1599.
Umakoshi, Y., Hirano, T., Sakagami, T., Yamane, T. (1990a), in: *High-Temperature Aluminides and Intermetallics*: Whang, S. H., Liu, C. T., Pope, D. P., Stiegler, J. O. (Eds.). Warrendale, PA: AIME, p. 111.
Umakoshi, Y., Sakagami, T., Hirano, T., Yamane, T. (1990b), *Acta Metall. 38*, 909.
Umakoshi, Y., Nakano, T., Yamane, T. (1991a), *Scripta Metall. et Mater. 25* (7), 1525.
Umakoshi, Y., Nakano, T., Yamane, T (1991b), in. *Proc. Inter. Sympo. on Intermetallic Compounds-Structure and Mechanical Properties*: Izumi, O. (Ed.). Sendai: Jap. Inst. of Metals, p. 501.
Umakoshi, Y., Nakano, T., Yamane, T. (1991c), *Proceedings of the 1991 Tokyo Meeting of the Japan Inst. of Metals*. Sendai: Jap. Inst. of Metals, p. 188; submitted to Acta Metall.
Umakoshi, Y., Nakashima, T., Yamane, T., Semba, H. (1991d), in: *Proc. Inter. Sympo. on Intermetallic Compounds-Structure and Mechanical Properties*: Izumi, O. (Ed.). Sendai: Jap. Inst. of Metals, 639.
Umakoshi, Y., Takenaka, M., Yamane, T. (1991e), *Proceedings of the 1991 Tokyo Meeting of the Japan Inst. of Metals*. Sendai: Jap. Inst. Met., p. 193, submitted to Acta Met.
Vanderschaeve, G., Escaig, B. (1983), *Phil. Mag. A. 48*, 265.
Vanderschaeve, G., Sarrazin, T., Escaig, B. (1979), *Acta Metall. 27*, 1251.
Vasudevan, V. K., Wheeler, R., Fraser H. L. (1989), in: *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys III, MRS Symposia Proceedings*, Vol. 133: Liu, C. T., Taub, A. I., Stoloff, N. S., Koch, C. C. (Eds.). Pittsburgh, PA: MRS, p. 391.
Veyssière, P. (1984), *Phil. Mag. A 50*, 189.
Veyssière, P., Douin, J., Beauchamp, P. (1985), *Phil. Mag. A 51*, 469.
Vitek, V. (1968), *Phil. Mag. 18*, 773.
Vitek, V. (1974), *Crystal Lattice Defects 5*, 1.
Wee, D. M., Pope, D. P., Vitek, V. (1984), *Acta Metall. 32*, 829.
Westbrook, J. H. (1956), *J. Electrochemi. Soc. 103*, 54.
Westbrook, J. H. (1960), *Mechanical Properties of Intermetallic Compounds*. New York: John Wiley, p. 1.
Westbrook, J. H. (1967), *Intermetallic Compounds*. New York: John Wiley, p. 1.
White, C. L., Padgett, R. L., Liu, C. T., Yalisove, S. M. (1984), *Scripta Metall. 18*, 1417.
Wood, D. L., Westbrook, J. H. (1962), *TMS-AIME 224*, 1024.
Wright, R. N. (1977), *Metall. Trans. A 8*, 2024.
Yamaguchi, M. (1982), in: *Mechanical Properties of BCC Metals*: Meshii, M. (Ed.). Warrendale, PA: AIME, p. 31.
Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1975a), *Phys. Stat. Sol. (a) 31*, 101.
Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1975b), *Scripta Metall. 9*, 637.
Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1976), in: *Computer Simulation for Materials Applications, Nuclear Metallurgy*, Vol. 20: Arsenault, R. J. et al. (Eds.). National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, USA: p. 763.
Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1979), *Phil. Mag. A 39*, 33.

Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1980), *J. Mater. Sci. 15*, 2448.

Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1984), in: *The Structure and Properties of Crystal Defects, Materials Science Monographs*, Vol. 20: Paidar, V., Lejcek, L. (Eds.). New York: Elsevier Science Publishers, BV, p. 131.

Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1990), *Prog. Mater. Sci. 34 (1)*, 1.

Yamaguchi, M., Pope, D. P., Vitek, V., Umakoshi, Y. (1981 a), *Phil. Mag. A 43*, 1265.

Yamaguchi, M., Vitek, V., Pope, D. P. (1981 b), *Phil. Mag. A 43*, 1027.

Yamaguchi, M., Paidar, V., Pope, D. P., Vitek, V. (1982), *Phil. Mag. A 45* 867.

Yamaguchi, M., Umakoshi, Y., Yamane, T. (1984), *Phil. Mag. 50*, 205.

Yamaguchi, M., Shirai, Y., Umakoshi, Y. (1988), in: *Dispersion Strengthened Aluminum Alloys*: Kim, Y.-W., Griffith, W. M. (Eds.). Warrendale: The Minerals, Metals and Materials Society, p. 721.

Yamaguchi, M., Nishitani, S. R., Shirai, Y. (1990), in: *High Temperature Aluminides and Intermetallics*: Whang, S. H., Liu, C. T., Pope, D. P, Stiegler, J. O. (Eds.). Warrendale, PA: AIME, p. 63.

Yang, W. J. S. (1982), *Metall. Trans. 13A*, 324.

Yoo, M. H. (1986), *Scripta Metall. 20*, 915.

Yoo, M. H. (1987), *Acta Metall. 35*, 1559.

Zhang, S., Nic, J. P., Mikkola, D. E. (1990), *Scripta Metall. 24*, 57

一般阅读资料

Izumi, O. (Ed.) (1991), *Intermetallic Compounds-Structure and Mechanical Properties. Proc. Int. Symp. (JIMIS-6)*. Sendai: The Jap. Inst. Metals.

Johnson, L., Pope, D. P., Stiegler, J. O. (Eds.) (1991), *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys IV, MRS Symp. Proc.*, Vol. 213. Pittsburg, PA: MRS.

Kear, B. H., Sims, C. T., Stoloff, N. S., Westbrook, J. H. (1970), *Ordered Alloys; Structural Applications and Physical Metallurgy*. Baton Rouge, LA: Claitor's Publ.

Kim, Y. M., Griffith, W. M. (Eds.) (1988), *Dispersion Strengthened Aluminum Alloys*. Warrendale, PA: AIME.

Koch, C. C., Liu, C. T., Stoloff, N. S. (Eds.) (1985), *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys I, MRS Sympos. Proc.*, Vol. 39. Pittsburgh, PA: MRS.

Liu, C. T., Taub, A. I., Stoloff, N. S., Koch, C. C. (Eds.) (1989), *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys III, MRS Symp. Proc.*, Vol. 133. Pittsburgh, PA: MRS.

Stoloff, N. S., Davies, R. G. (1966), *Prog. Mater. Sci 13*, 1.

Stoloff, N. S., Koch, C. C., Liu, C. T., Izumi, O. (Eds.) (1987), *High-Temperature Ordered Intermetallic Alloys II, MRS Symp. Proc.*, Vol. 81. Pittsburgh, PA: MRS.

Westbrook, J. H. (1960), *Mechanical Properties of Intermetallic Compounds*. New York: John Wiley.

Westbrook, J. W. (1967), *Intermetallic Compounds*. New York: John Wiley.

Whang, S. H., Liu, C. T., Pope, D. P., Stiegler, J. O. (Eds.) (1991), *High-Temperature Ordered Intermetallics*. Warrendale, PA: AIME.

Yamaguchi, M., Umakoshi, Y. (1990), *The Deformation Behaviour of Intermetallic Superlattice Compounds*, in: *Prog. Mater. Sci. 34 (1)*.

7 颗粒强化

Bernd Reppich

Intitut fur Werkstoffwissenschaften, Lehrstuhl I, Universitat

Erlangen-Nurnberg; Erlangern, Federal Republic of Germany

(朱知寿译 陶春虎校)

目录

符号与缩语表

A_1, A_2, A_3	系数
a_m, a_p	基体和颗粒晶格参数

b	伯格斯矢量的模
C_1, C_2, C_3, C_4	系数
C_{SL}	Schwarz 和 Labusch 理论中的经验常数
c_1, c_2	Ⅰ型和Ⅱ型相对障碍物浓度
D_v	体扩散系数
d	临界组态下颗粒内的位错长度
d_1, d_2	有序颗粒内一对先导位错(1)和拖拽位错(2)的长度
E	系统的总能量
E_{el}	位错段之间的弹性交互作用能
F_m	位错和障碍物(颗粒)之间最大交互作用力的平均值
F_R	有序强化中偶联位错之间的排斥弹性交互作用力
f	颗粒体积分数
G_m, G_P	基体(颗粒)的剪切模量
K	柏矢为 b_p 的两个分位错之间的交互作用力
K^{EDGE}	给定各向异性材料中初始直线刃型位错的初始对数线拉伸因子
k	松弛因子
k_B	玻尔兹曼常量
L	平面正方点阵平均间距
L_{max}	随机直线上平均平面颗粒间距
L_P	颗粒平均间距
l	临界组态下沿弯曲位错线上的有效平均平面障碍物间距
l_F	Friedel 间距(长度)
l_{SL}	Schwarz-Labusch 间距(长度)
l_1, l_2	有序强化中一对先导位错(1)和拖拽位错(2)的有效平面间距
m	因模量强化 CRSS 和力取最大值时式(7-28)和(7-29)中的指数
n_s	滑动平面单位面积上的障碍物(颗粒)数目;障碍物面密度
R	位错攀移阻力
$R_{p0.2}$	总屈服应力
$\Delta R_{p0.2}$	因颗粒引起的 0.2%屈服应力增量
r	球形颗粒的平均半径
r_S	任一平面上圆形段的平均颗粒半径
S_m, S_P	基体、析出相中分解位错的堆垛层错带宽
T	温度
T_L, T_P	基体、颗粒的位错线张力
V_1, V_2	滑动平面上呈局域分布的第一类和第二类障碍物(颗粒)的面积分数
w	Huther 和 Reppich 的强偶联有序强化理论中的可调参数
Y	位错-障碍物间的交互作用力范围
Y_{SL}	Schwarz-Labusch 理论中和位错垂直的延性障碍物(颗粒)的交互作用范

围

α　经验加法规则中的叠加指数

$\alpha_G, \alpha_E, \alpha_E^*$　系数

β_1, β_2　式(7-38)和式(7-39)中的参数

γ　γ相(基体)

γ'　γ'沉淀析出相(Ni_3Al/Ti)

γ_{APB}　有序析出相滑动平面上的反相界面能

γ_s　颗粒剪切所致基体-析出相界面能

$\gamma_{SF}^m, \gamma_{SF}^p$　基体、析出相的堆垛层错能

Δ　有序强化中一对先导和拖拽位错的间距

ε　晶格失配参数

$\dot{\varepsilon}$　应变速率;蠕变速率

$\dot{\varepsilon}_0$　参考应变速率

η_{SL}　Schwarz-Labusch 理论中障碍物(颗粒)的归一化深度

Θ　位错线与位错柏氏矢量间的夹角

ξ　以平均平面颗粒半径为单位的表征颗粒与位错间交互作用范围的与尺寸无关的参数

ρ　位错密度

σ　总的外加(工程)应力

σ_m　没有颗粒的参考基体的蠕变强度

σ_{th}　颗粒造成的蠕变阈值

σ_n　作用于攀移位错段上的正应力分量

τ　临界分切应力(CRSS);颗粒强化

$\Delta\tau$　实验测得的颗粒对 CRSS 的贡献

τ_{FF}　采用 Fleischer-Friedel 点-障碍物近似导出的 CRSS

τ_{SL}　Schwarz-Labusch 理论中的 CRSS

τ_{OR}　Orowan 应力的理论预测值

τ_s　剪切应力的理论预测值

τ_{APB}　根据有序强化反相界面能预测的 CRSS 理论值

τ_{RSBH}, τ_{HR}　Raynor, Silwork, Brown 和 Ham 的模型;Huther-Reppich 模型中用有序强化预测的 CRSS 理论值

$\tau_{matrix}, \tau_{\gamma'}$　固溶基体、有γ'析出相对 CRSS 的贡献

τ_1, τ_2　呈双峰分布的第一类和第二类颗粒分别对 CRSS 的贡献

τ_c　通过攀移克服颗粒的 CRSS 理论预测值

τ_{th}　由颗粒预测出的理论门槛应力

APB　反相畴界

CRSS　临界分切应力

FF　Fleischer-Friedel 理论

HR	Huther-Reppich 模型
HVEM	高压电子显微镜
MA	机械合金化
RSBH	Raynor,Silcock,Brown 和 Ham 的模型
SL	Schwarz-Labusch 理论
TEM	透射电子显微镜

• p. 315 •

7.1 引　言

两相合金的高强度基本上是由位错与冶金障碍物之间的交互作用而产生的。沉淀析出的和弥散的颗粒是最为有效的障碍物。

双组元或多组元体系进行预热处理常常产生沉淀相，导致时效硬化。例如，通过内氧化或粉末冶金工艺诸如机械合金化(MA)可形成非金属弥散相。然而，为了理解这章的主题——"颗粒强化"现象，颗粒的显微结构如何就显得相对不重要了。因此，沉淀硬化和弥散硬化将一并对待。

近20年来，人们在深入理解位错-颗粒的交互作用机制方面已取得了显著的进步。通过比较Kelly和Nicholson(1963)，Brown和Ham(1971)，Haasen(1977)，Kocks(1977)和Gerold(1979)的著名评述以及Ardell(1985)和Nembach，Neite(1985)最近发表的优秀论文可以一目了然。实际上，随着Schwarz Labusch新理论(称为SL理论)的出现，理论模拟的质量达到了一个新水平。借助于计算机，SL理论模拟了位错穿过随机排列的障碍物的运动。这种方法的重要性在于：它摆脱了Fleischer-Friedel点-障碍物近似，并把位错-颗粒的交互作用力的有限范围作为一新的观点提出来了。然而，令人迷惑不解的是，SL理论被人们所接受的程度及其实际影响似乎仍然是有限的。近年来，从Haasen和Labusch(1979)开始，有一种把SL理论仅用于γ/γ'高温合金有序硬化的趋势。上述评述中的另一有趣是，尽管人们已把颗粒强化的原理应用于高温材料，但含颗粒合金中控制高温蠕变过程的因素仍然是引起争论的问题(Blum和Reppich，1985；Wilshire和Evans，1990)。

本章将以这种状况为起点，对收集到的当前最好的几种硬化模型进行评述。这些模型(包括高温屈服机制)，都经住了时间的考验。此外，还将对SL理论的准确应用进行讨论，力求部分教学性质，部分着眼于切合实验研究者的观点。本章不作深入讨论，只是想对最近评述所留空缺方面作些补充。同时，本卷与第2章和第5章，以及Brown Ham(1971)，Ardell(1985)，Nembach和Neite(1985)的论文部分在内容上有一定的交叉。本章将涉及易于由常规变形实验得到且特别适于对障碍物控制的强度进行评估的屈服应力或临界分切应力的增加等方面的问题。然而，本章不评述第二相粒子对延性、断裂韧性、电磁性能、应力腐蚀开裂等的影响。

本章的结构如下：第7.2.1节从唯象学角度探讨位错与分散的单个颗粒之间的基本交互作用。7.2.2节讨论多种交互作用力的起源，推导了关于颗粒参数函数的CRSS的公式，并把基本模型应用于实验数据，以确定颗粒显微结构与宏观强度的相关关系。7.2.3节将对两种可相区分的同时存在的颗粒分布的硬化行为进行进一步讨论。7.3节描述高温下受扩散控制的屈服，而第二相粒子对蠕变响应的影响将在本卷第8章中讨论。

• p. 316 •

7.2 低温屈服

7.2.1 位错-颗粒间基本的交互作用

根据位错理论，位错-颗粒的交互作用可以细分为几类。Nabarro(1972)把这种交互作

用分为局部交互作用和扩散交互作用;而另一方面,第二相粒子又可分为点状障碍物和延性(有限)障碍物。点状障碍物被认为与位错发生了直接的物理接触,而延性障碍物则认为只在交互作用范围 Y 所表征的有限距离内与位错发生交互作用。此外,根据障碍物的比强度,颗粒可以分为"弱的"即可切过的障碍物和"强的"即不可穿透型的障碍物。因而,Kelly 和 Nicholson(1963)对 CRSS 的"切过"和"绕过"机制进行了明确区分。从更为唯象学的观点来看,颗粒可依据其分散性质及其与基体的晶体学关系即共格程度来分类。这个问题将留待下章结束时讨论。

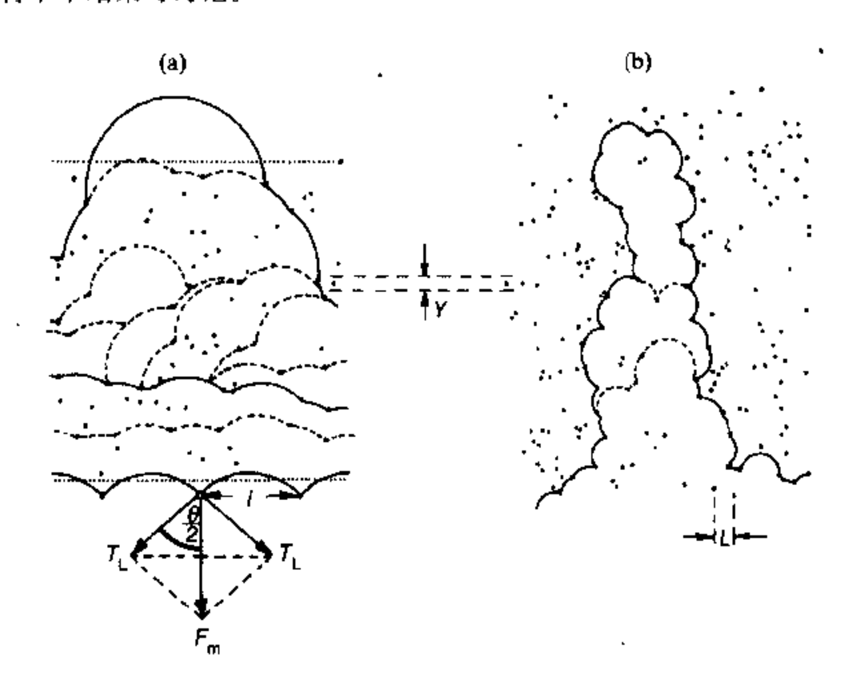


图 7·1 (a)位错经过随机的"弱"的点障碍的 Friedel 过程;(b)位错经过"强"的点障碍的 Orowan 过程。取自 Foreman 和 Makin(1996)计算机模拟结果

• p. 317 •

7.2.1.1 Fleischer-Friedel 点——障碍物近似

考虑各向同性介质中,位错是遇到均匀分散的、各自具有同等强度的($Y=0$)、可充当点状障碍物的颗粒时的(阻尼)运动,那么,位错克服颗粒的应力为

$$\tau=\frac{F_m}{bl} \tag{7-1a}$$

$$=\left(\frac{2T_L}{bl}\right)\left(\frac{F_m}{2T_L}\right) \tag{7-1b}$$

式中,b 为伯格斯矢量的模,T_L 为位错线张力,l 为弯曲位错线上有效的平均平面颗粒间距。力的最大值 F_m 可由图 7-1(a)所示的力平衡确定,该图表示临界断裂角 θ 下的位错组态。因而,依据式(7-1)对 τ 进行全面建模包括两个步骤:

(1)F_m,或更精确地,障碍物比强度的表征$[F_m/(2T_L)]=\cos\theta$。它可以从 7.2.2 节将要讨论的可动位错与颗粒之间交互作用的具体机制反推出来。

(2)用统计方法对 l 进行评估,并考虑外加应力的影响。这将在以后章节中讨论。

位错绕障碍物发生的弯曲对有效距离 l 有着强烈的影响。根据位错柔动性的差别，l 可在两个极限距离之间取值：

L_{max}，理想化的随机直线上障碍物的平均间距；L，滑动平面完全柔软直线上最小的障碍物间距。若障碍物呈正方排列，则 L 与障碍物面密度 n_s 有关，为 $L=n_s^{-1/2}$。

若简化，设 l 与平均平面正方点阵间距 L 成正比(图 7-1)，则会得出位错理论最重要的结果：CRSS 与位错浓度的平方根成正比(而非位错浓度本身，正如 7.2.3.1 节的混合规则一样)。

可弯曲位错在外加应力作用下，会在所接触到的障碍物之间弯曲，以使能比起始准直位置时接触到更多的障碍物(图 7-1)。因此，l 变短，从而使得 τ 随 F_m 的增加比线性增加还要大[式(7-1)]。Friedel(1956，1964)和 Fleischer Hibbard(1963)最早解决这个问题，并得出宽间距弱障碍物的结果为

$$l = l_F = \frac{L}{[F_m/(2T_L)]^{\frac{1}{2}}} \tag{7-2}$$

利用式(7-1)，Fleischer-Friedel 流变应力(指数 FF)变为

$$\tau_{FF} = \left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{2T_L}{bL}\right) \tag{7-3}$$

参照式(7-3)，不同强度[$F_m/(2T_L)$]的障碍物可以进行如下的分类(图 7-3)。

弱障碍物：$F_m<2T_L$，FF 切过机制；

强障碍物：$F_m\approx 2T_L$，Orowan 绕过机制，因此从式(7-2)可得出 $l=L$，从而式(7-3)就变为 $\tau_{OR}=2T_L/(bl)$，这就是 Orowan 应力的经典表达式(Orowan，1948)。

• p. 318 •

图 7-2 屈服应力与断裂角 Θ 和障碍物比强度 $\cos\Theta/2=F_m/(2T_L)$ 的关系。Foreman 和 Makin 为随机间距，四方障碍物阵[见图 7-1(b)]和 Friedel 关系[见式(7-3)]计算的数据点[取自 Brown 和 Ham(1971)]

颗粒常常不呈同期排列。表征实际情况用随机排列可能更为恰当一些。自 Kocks(1996)，Foreman 和 Makin(1996)的图形法开始，颗粒的随机排列已通过计算机模拟实现，并得到了 Morris 和 Klahn(1974)，Hanson 和 Morris(1975a)的进一步发展。计算机模拟的第一个重要结果是，确实存在一确定的应力，在该应力作用下，位错在随机的颗粒排列中运动很大的距离(图 7-1)。这种应力，被认为是这种排列的流变应力，显然与变形实验中的屈服相对应。第二个结果是关于位错如何穿越障碍物排列的。当障碍物弱时，位错保持相对地直，并通过 FF 过程“切割”这个颗粒阵[图 7-1(a)]。当障碍物强时，位错常沿易于运动的路径[指障碍物间距大

于 L 的区域，见图 7-1(b)]穿越这个障碍阵，并包围难克服的障碍物群(其障碍物间距比 L 小得多)，留下 Orowan 位错环。第三个重要的结果是有关临界流变应力绝对值的。临界流变应力是指克服间距为 $L=n_s^{-1/2}$ 的一种障碍物所需的力。结果发现，FF 式(式 7-31)对各种强度的点障碍的 CRSS 估计过高。然而，所有当前的估算方法，都在式(7-3)中出现了约为 0.9 的前导因子(几个百分数以内)。因而，对弱障碍物的更为合适的近似为

$$\tau_{FF} = 0.9\left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{2T_L}{bL}\right) \tag{7-4}$$

当颗粒比强度大时，式(7-3)的偏差很大(见图 7-2)。而

$$\tau_{OR} = 0.8\left(\frac{2T_L}{bL}\right) \tag{7-5}$$

对 Orowan 极限情况$[F_m/(2T_L)]\approx 1$ 下的 CRSS 的正确行为进行了预测。

Brown 和 Ham(1973)在 Foreman 和 Makin(1966)计算机实验结果的基础上对呈有序排列的点障碍的作用进行了广泛的讨论。结果可总结如下：颗粒排列的规则性对 FF 切割过程的影响并不显著，因而 FF 表达式(7-4)的近似是恰当的。而当 Orowan 过程起主导作用时，CRSS 就比按式(7-5)系数取 0.8 时计算的值要大，并且当障碍物的排列更为规则(周期性)时，CRSS 增大，并按式(7-5)中的系数趋于 1 的方向增长。对于那些在粗化过程中因重叠扩散场或排列而阻止沉淀相呈无序分布的时效硬化合金，应做上述考虑(见 7.2.2.5 节)。

显著影响实验数据建模的更为复杂的情况是：

(1)线张力 T_L 的建模；

(2)障碍物强度的分布；

(3)位错阻尼；

(4)热激活。

• p. 319 •

对上述问题，Brown 和 Ham(1971)，Kocks(1977)，Ardell，Nembach 和 Neite(1985)进行了探讨。

尽管存在不定性和限制因素，FF 理论仍可以推测含有小体积分数且能近似为点状障碍物的第二相颗粒的实际材料的行为特征。为了便于实际应用，把式(7-3)和(7-5)用冶金上可控制的变量如颗粒尺寸和体积分数来表示。为了简化讨论，本文通篇假定颗粒为球形。对某些情况下不呈球形的颗粒，有必要对由球形颗粒导出的公式作特别的修改。

球形颗粒的特征参数及相互之间的关系可归纳如下：

$$r_s = \left(\frac{\pi}{4}\right) r \tag{7-6}$$

r 为球形颗粒的平均半径，它是任一平面内圆弧段的半径；n_s 为与滑动平面单位面积上的障碍物(颗粒)的平均数目(障碍物面密度)；

$$f = n_s\pi(2/3)r^2 \tag{7-7}$$

为颗粒体积分数；

$$L = n_s^{-1/2} = \left(\frac{32}{3\pi f}\right)^{1/2} \quad r_s = \left(\frac{2\pi}{3f}\right)^{1/2} r \tag{7-8}$$

为平均平面正方点阵间距。

$$L_{max} = \left(\frac{2}{3}\right)\frac{2r}{f} = \frac{2r_s}{f} \tag{7-9}$$

为随机直线上的平面颗粒间距；

$$L_P = L - 2r_s = \left[\left(\frac{2\pi}{3f}\right)^{1/2} - \frac{\pi}{2}\right]r \tag{7-10}$$

为平面上颗粒之间的间距。

当位错在应力作用下，在基体的一滑移平面上运动时，它会遇到第二相颗粒，并与之发生交互作用。取决于共格程度的不同，可以发生两个不同的反应(见图 7-3)。

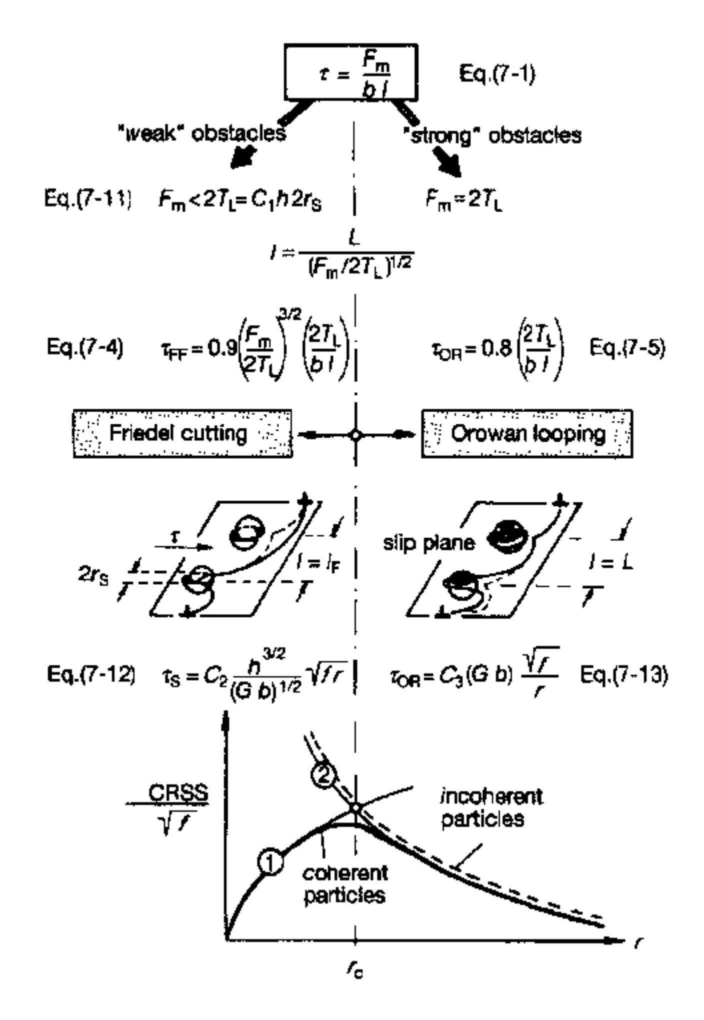


图 7-3 含小体积分数颗粒的合金按 Fleischer-Friedel 近似的颗粒强化图

(1)基体位错不能穿过非共格颗粒，即颗粒不随基体一同被剪切。面是运动位错在应力作用下，被迫在颗粒发生弯曲，并通过图 7-3 右侧所描述的 Orowan 机制绕过颗粒。绕过的位错在颗粒周围留下了共心位错环。在绕过过程中或绕过后，都有可能发生一些特殊的交滑移，从而改变 Orowan 环的最终组态(Brown 和 Ham，1971；Gleiter，1967a，b)

(2)运动位错可以穿透具有共格界面的颗粒，即颗粒通过图 7-3 左侧所描述的 FF 切过机制，与基体一同发生剪切。

为了根据式(7-4)计算出切割应力，必须对最大交互作用力 F_m 作些规定。不管这种特

定的交互作用机制如何(7.2.2 节将详细讨论),不妨认为 F_m 仅与位于颗粒内的位错段长度有关。因而,F_m 与颗粒尺寸成正比,可写为(C_1 为系数)

$$F_m = C_1 h 2 r_s \qquad (7\text{-}11)$$

· p. 320 ·

"硬化参数"h 反映了将在 7.2.2 节用点障碍近似法导出的特殊硬化机制。把式(7-8)和式(7-11)分别代入式(7-4)和(7-5)中的 F_m 和 L 后,得到了图 7-3 中所示的 FF 切割应力和 Orowan 应力的两个表达式:式(7-12)和(7-13)。图 7-3 中示出了用体积分数归一化的 CRSS 与平均颗粒尺寸 r 的关系。原则上,对应力要求较低的机制优先开动。对含有以非共格沉淀相或弥散相为形式的不可剪切的硬性颗粒的合金,预测是相当繁琐的。整个颗粒尺寸范围的弥散强化都是由 Orowan 绕环造成的。随颗粒尺寸的增加,CRSS 按(7-13)双曲线形式递减(如图 7-3 中虚线所示)。

对含有可剪切的共格沉淀相的合金,其行为稍为复杂一些。欠时效的细小弥散颗粒,因 FF 切过机制开动,CRSS 按式(7-12)呈抛物线递增(图 7-3 中曲线 1)。然而,大于临界尺寸 r_c 后,开动 Orowan 机制(图 7-3 中曲线 2)所需的应力较低,因而,位错倾向于 Orowan 绕环,产生过时效行为。因此,共格颗粒的峰值时效是交互作用机制发生转变的结果(共格的有序沉淀相的特殊行为将在 7.2.2.5 节讨论)。

力学测量的结果强有力地证实了 Gerold 早期(1974)从理论上预测的函数关系(图 7-4)。而另一方面,电子显微观察也提供了颗粒切过和 Orowan 绕过机制的直接证据[图 7-10(b)和图 7-11]。

· p. 321 ·

7.2.1.2 延性障碍物颗粒

Orowan 应力

冶金上实际存在的障碍物,如第二相颗粒,尽管量很有限,但却可以多种不同方式对 CRSS 发生显著影响。显然,只要平均平面间距跟颗粒尺寸相比很大时,点障碍近似法是正确的。然而,这只有当体积分数 f 很小时条件才能满足。最早为人们熟知的用来描述延性不可穿透的硬性颗粒是利用式(7-5),但要把中心与中心之间的正方点阵间距 L 用颗粒间的间距 L_P 取代[式(7-10)]。

对不可穿透障碍物的展延宽度的更进一步的作用,诸如

——滑动平面内的统计分布(Kocks,1967;Foreman 和 Makin,1966);

——颗粒附近位错段的自弹性交互作用(Ashby,1969;Foreman 等,1970;Bacon 等,1973);

——弹性各向异性(Scattergood 和 Bacon,1975);

通过位错偶极子线张力的外切半径,引入到 Orowan 应力中,人们已对其进行了广泛的研究。

在 Kocks(1977)的一篇重要综述文章中,他提出了取代式(7-5)的各向异性 Orowan 应力的最佳公式如下:

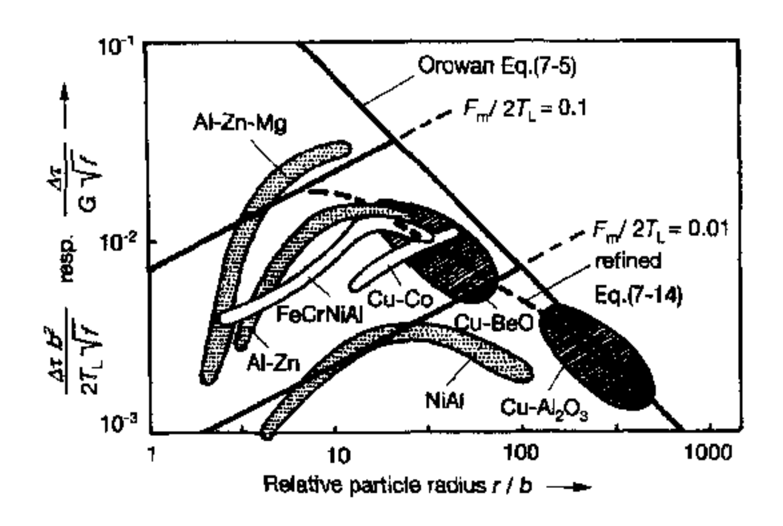


图 7-4 归一化 CRSS 与颗粒半径的关系理论估计值(FF 限)与实验结果(Gerold,1974)

$$\tau_{OR} = 0.9\frac{[\ln(8r_r/b)]^{3/2}}{[\ln(L/b)]^{1/2}}\left(\frac{K^{EDGE}}{b(L-2r_s)}\right) \qquad (7\text{-}14)^{1)}$$

式中,K^{EDGE}为给定各向异性材料中初始直线刃型位错的对数线张力前导因子。

• p. 322 •

Schwarz-Labusch 理论

如果障碍物已展延,并具有短程交互作用,间距不宽,那么位错就会与具有 $F \leqslant F_m$ 的各种强度的障碍物接触,其中只有很少几个具有最大力 F_m。Schwarz 和 Labusch 最早用计算机再次成功地对更为集中的障碍阵的有限障碍物程度问题在弱障碍极限内进行了分析。他们取消了 FF 理论的两个基本假设,即点障碍条件和正方障碍阵假设。作者用垂直于位错的具有交互作用范围的随机排列的障碍物模拟位错运动。分析表明,归一化应力(τ_{SL}/τ_{FF})是归一化障碍物深度 η_{SL}的单值函数,而且 FF 理论只有在如下准则成立时才能适用(SL 表示 Schwarz-Labusch):

$$\eta_{SL} = \frac{Y_{SL}}{L}\left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{-1/2} \ll 1 \qquad (7\text{-}15)$$

解的性质取决于交互作用力对距离所作的关系图。SL 处理了两种不同的类型(见图7-5)。对于具有对称力图的弹性交互作用障碍物,图 7-5 中的 SL 计算机模拟数据可由内插公式很好地来表征。

$$\tau_{SL}^{el} = \tau_{FF} \times 0.94(1 + 2.5\eta_{SL})^{1/3} \qquad (7\text{-}16)$$

而对不对称力图的存在能量储存交互作用的障碍物,数据遵循关系式

$$\tau_{SL}^{stor} = \tau_{FF} \times 0.94(1 + C_{SL}\eta_{SL}) \qquad (7\text{-}17)$$

其中,

$C_{SL}=2/3$, $\eta_{SL}\ll 1$ 时(FF 硬化)

$C_{SL}\gg 1$, $\eta_{SL}>1$ 时(SL 硬化)

这些等式中的项只是式(7-3)给出的 FF 流变应力的缩写。数值因子 0.94 与 Foreman 和

1) 原著缺式(7-11),(7-12),(7-13)。—— 译者注

Makin(1966),Hanson 和 Morris(1975a)算得的 0.96 比较一致。从图 7-5 可以看出,η_{SL}小(<0.4)时,两种障碍物的行为近乎相同。在力图上较陡的前侧(图 7-5)中插图的虚线,τ_{SL}随 η_{SL}增加比图 7-5 弱得多。而且,如果消去 η_{SL},式(7-16)和(7-17)可还原为式(7-4),从而通过参数 η_{SL}为 SL 和 FF 统计提供了连续过渡。

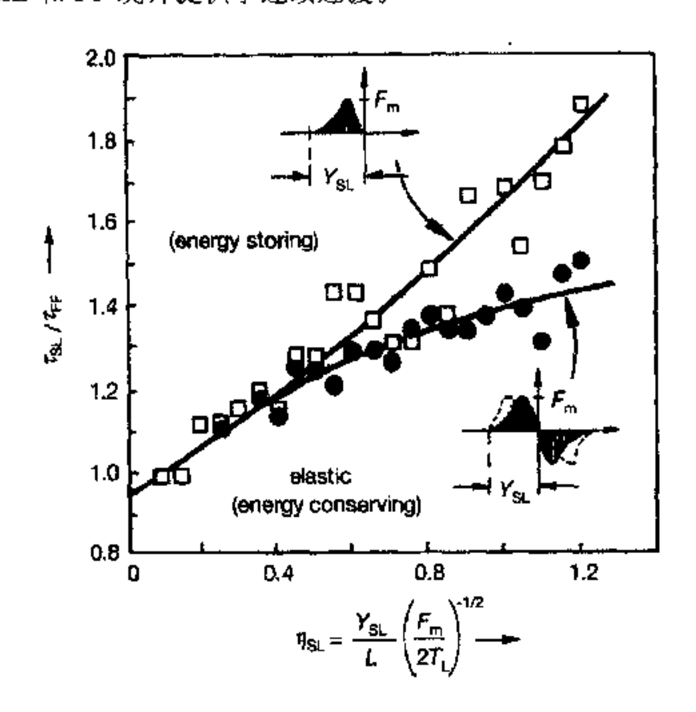


图 7-5 减小的屈服应力是归一化障碍物深度 η_{SL}的函数,由插图中的两个障碍图模拟而成(Schwarz 和 Labusch,1978)

• p. 323 •

比较式(7-6),(7-17)与式(7-1),(7-2)和(7-3),发现新的 Schwarz-Labusch 间距(标识 SL)取代了早期的 Friedel 间距 l_F。

对具有对称交互作用力图的弹性障碍物,有

$$l_{SL}^{el}=\frac{l_F}{0.94(1+2.5\eta_{SL})^{1/3}} \tag{7-18}$$

而对交互作用力图不对称的能量储存式障碍物,Schwarz-Labusch 间距为

$$l_{SL}^{stor}=\frac{l_F}{0.94(1+C_{SL}\eta_{SL})} \tag{7-19}$$

新参量 Y_{SL}可以解释为,当位错段以相隔一个 Friedel 间距的两相邻障碍物为支点,并在障碍物处向前移动 Y_{SL}大小的距离时,作用于障碍物上力的相对变化(Kocks,1977)。为便于实验应用,有必要把用 η_{SL}颗粒尺寸来表示。在式(7 15)中,出现有颗粒的交互作用范围 Y_{SL}。然而,在把 Y_{SL}与颗粒尺寸相关起来时,文献中存有很大的分歧。Reppich 等人(1982)和 Ardell(1985)把 Y_{SL}确定为滑动平面上颗粒尺寸的一半,即 r_s。Nembach 和 Neite(1985)则把作为一可调参数,写为

$$Y_{SL}=\xi r_s \tag{7-20}$$

用两相高温合金的实验数据进行拟合后分别得到了 $\xi=0.6$ 和 $\xi=1.2$。Haasen 和 Labusch

(1979)采用 SL(见图 7-5)的特殊形式,从颗粒储存的能量 $\pi r_s^2\gamma = \int F(r)dy$ 计算出了交互作用范围,$Y_{SL}=(\pi/4)r_s$,即 $\xi=2.2$。

· p. 324 ·

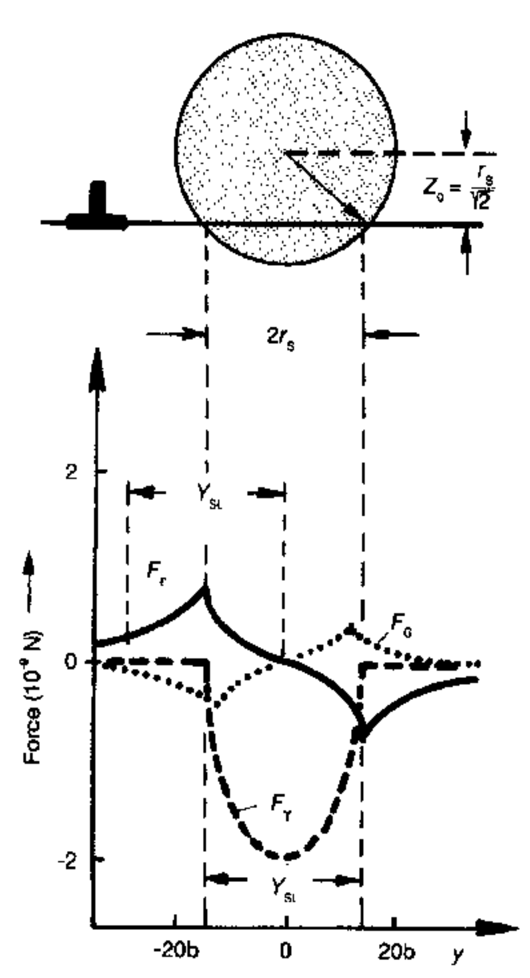


图 7-6 直线未分解刃位错与嵌于面心立方 γ'-基体中的半径为 $r=20b$ 的 γ' 颗粒的交互作用力图(Nembach 和 Neite,1985)。其中,F_ε 为共格晶格失配力;F_G 为模量失配力;F_γ 为反相畴界能导致的力。材料:Ni 基高温合金 Nimonic PE16

采用 Haasen 和 Labusch(1979)的方法,可以从实际的力-距离的关系曲线图的某些特征中推出 Y_{SL}。图 7-6 为一具体的例子。其中 F_ε 表示因颗粒晶格失配则造成的超弹性交互作用(见第 7.2.2.3 节),F_G 表示因模量失配引起的二重弹性交互作用(见第 7.2.2.2 节),F_γ 这里指因有序硬化造成的能量储存式交互作用(见 7.2.2.5 节)。显然,力图或者呈现出弹性交互作用(不分裂)位错的对称图形,或者呈现出(不成对的)经历了能量储存交互作用位错的不对称图形。因而,很明显,Reppich 等人(1982),Ardell(1985),Nembach 和 Neite(1985)的早期假设是相当不合适的。而我们建议,只要正确使用了图 7-5 中对 Y_{SL}所做的定义,则在所讨论过的例子中可以认为 $Y_{SL}\approx 2\gamma_s$。特别是,对图 7-6 中所示的有序硬化,Y_{SL}精确地等于 $2\gamma_s$*。至于对偶联位错和堆垛层错硬化必要的修改将在第 7.2.2.4 节和 7.2.2.5 节分别加以讨论。

对弹性交互作用的障碍物,图 7-6 中的力图并不是正好受到颗粒边界的限制,而是随着离颗粒界面距离的增加,力按双曲线规律衰减。然而,不论是模量失配,还是共格晶格失配交互作用,正如图 7-6 所示,$Y_{SL}\approx 2\gamma_s$ 似乎是相当合适的。

把式(7-8)和(7-20)代入式(7-15)后,η_{SL} 变为

$$\eta_{SL} = \left(\frac{3\pi}{32}\right)^{1/2}\xi f^{1/2}\left(\frac{2T_L}{F_m}\right)^{1/2} \tag{7-21}$$

该式既适用于对称的力图,也适用于不对称的力图。

若障碍物化强度较高,有 $F_m\approx 2T_L$,则 η_{SL}取得最小值

$$\eta_{SL}^{min} = 0.54\xi f^{1/2} \tag{7-22}$$

---

* 对图 7-6 的 F_γ 图用椭球作一近似处理,则 F-y 曲线下储存的能量 $\pi r_s^2\gamma = \int^{\gamma} F_\gamma(y)dy$ 等于 $(1/2)\pi F_{max}(Y_{SL}/2)$。由此得 $Y_{SL}=4r_s^2\gamma/F_{max}$。设 $F_{max}=X_{SL}\gamma$,这里 $X_{SL}=2r_s$ 为平行于位错线的"颗粒宽度",则有 $Y_{SL}=2r_s$。

且 f 一定时，η_{SL}^{min}恒定，与颗粒尺寸无关。以 r_s 为单位，描述交互作用范围 Y_{SL}[式(7-20)]的参量 ξ，将在 7.2.2 节讨论多种硬化机制得到阐明。作为该节的结语，我们强调，对含有弱(小的)颗粒的两相材料，f 较大时，SL 理论变得极为重要[式(7-21)]。对 SL 理论的合适运用，将会在后面讨论的颗粒强化定量化方面有很大的实用性和普遍的有效性。

7.2.2 颗粒强化机制

7.2.2.1 化学强化

刃型(或螺型)位错，切过共格球形颗粒后，会形成比表面能为 γ_s(每单位面积)的两条宽度为 b 呈弯月棱边的新的沉淀相-基体界面(见图 7-7 中阴影部分)。那么所施加的最大交互作用力为

$$F_m = 2\gamma_s b \tag{7-23}$$

• p. 325 •

可见，F_m 基本上与颗粒尺寸无关。因此，化学强化是不适用于式(7-3)的一个例子(而且下面将要看到，它与图 7-3 中的式(7-12)相反)。然而，这种机制是理论上最早进行研究的机制之一。Brown 和 Ham(1971)用 FF 统计对 Kelly 和 Fine 的原始模型(1957)作了修正。他们利用式(7-23)所得 F_m 和式(7-4)和(7-8)(忽略因子 0.9)，得到了

$$\tau_{FF} = \left(\frac{6bf}{\pi T_L}\right)^{1/2} \frac{\gamma_s^{3/2}}{r} \tag{7-24}$$

Harkness 和 Hren(1970)则提出了另一种模型。他们用 GP 区解释了一些 Al-Zn 二元合金的硬化。这个模型所预测的结果与式(7-24)相反，即得出了 CRSS 随 r 增加而增加的结果。作者报导了一值为 0.320J • m^{-2}的界面能，明显高出了一个数量级。因而，Gerold(1979)对他们的分析提出了质疑。

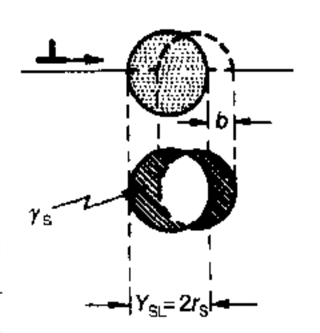


图 7-7 化学(表面)强化：刃型位错切过球形颗粒，导致了(阴影部分)面积为 $2r_sb$ 的新的颗粒-基体中间相的形成

下面我们用 SL 理论来研究化学强化。表面能强化，因受到基体与沉淀相之间化学键的制约，故通常称为化学强化。共格颗粒的表面能低，γ_s 一般为 0.01—0.10J/m^2。若取 $G_b \approx$ 10Jm^{-2}，解式(7-23)，则可得到极小的颗粒化强度，为 $F_m/(2T_L)$ $\approx 10^{-2}$—10^{-3}。因而，化学强化是最弱的交互作用。依据式(7-24)，即使 r 很小时，也不可能得到显著的强化效果。另一方面，正如第 7.2.1.2 节所提到的，随着 $F_m/(2T_L)$的降低，对 SL 理论进行修正就显得更为重要。下面，我们将试图证实，即使对化学强化这种特殊情形，SL 修正也不容忽视。

首先，我们须指明位错-颗粒的交互作用范围 Y_{SL}。图 7-7 中所示为 $Y_{SL}=2\gamma_s$ 或 $\xi=2$ 的典型情况。其次，力-距离曲线图的左侧前沿有点陡，如同图 7-5 插图中的虚线曲线。此时，用 SL 理论计算得到的参数 C_{SL} 值较低。正确的选择可能是 $C_{SL}=1$；把 $\xi=2$ 代入式(7-21)并利用式(7-23)，可求解出减小的颗粒深度

$$\eta_{SL} = 1.085\left(\frac{fT_L}{\gamma_s b}\right)^{1/2} \tag{7-25}$$

该深度与 r 无关，只是 γ_s 和 f 的函数。

代入能量储存交互作用式(7-17)，可解出新的切割应力

$$\tau_{SL} = 0.94\left[\tau_{FF} + \frac{3}{2}\left(\frac{f\gamma_s}{r}\right)\right] \tag{7-26a}$$

其中 τ_{FF} 代表 Brown 和 Ham 由式(7-24)得出的结果。把式(7-26)进行重排后，可得到 CRSS 的另一种形式

$$\tau_{SL} = 0.94\left(\frac{3}{2}\right)\frac{\gamma_s f}{r}\left[\frac{2}{3}\left(\frac{6}{\pi}\frac{\gamma_s b}{fT_L}\right)^{1/2} + 1\right] \tag{7-26b}$$

式(7-26)揭示了如下特征：

——对固定的 f，CRSS 随 r 增长而减小。这种"时效软化"效应与后面将要讨论到的其他剪切机制相反。图 7-3 中式(7-12)对其他剪切机制的预测结果为正常的抛物线时效硬化。

• p. 326 •

——式(7-26)预测最大强度在最小颗粒尺寸处[Brown 和 Ham(1971)称其为"分子硬化"]，例如，在欠时效的颗粒极小或颗粒至少有一维是原子级尺寸时。因而，对含有尺寸普遍大于 10nm 的近等轴沉淀相的实际合金，化学强化不会很显著。而最有可能的化学强化体系是含有原子级薄杆状或片状沉淀相的体系，如 Al-Cu(Θ' 或 Θ'')或 Cu-Be。但还不能获得可把化学强化鉴定为唯一作用机制的可靠实验数据。而且，还应想到，欠时效合金的化学硬化与其他切割机制一同发生。例如，Reppich(1975)，Knock 和 Reppich(1975)用化学和有序硬化的综合作用解释了含有细小弥散的共格 MgO-铁氧体尖晶石沉淀相的 MgO 单晶的峰值时效。

——最后，简要地讨论一下 SL 修正在这种情况下特别重要的作用。式(7-26)括号中的第一项，正如式(7-24)所表示的，为 CRSS 的传统部分，而第二项为 SL 修正部分。若同上取 $C_{LS}=1$，$\gamma_s \leqslant 10^{-2}(T_L/b)$，则后者可变为

$$0.94\left(\frac{3}{2}\right)\frac{f\gamma_s}{r} \cong 0.94 C_{SL}\eta_{SL} \geq 10 f^{1/2}$$

代入式(7-26a)后，取 $f=0.01$—0.10，则可得 $\tau_{SL}=(2-4)\tau_{FF}$。也就是说，式(7-26)所预计的强化程度是式(7-24)所得传统值的几倍。因而，正确使用式(7-26)可把 CRSS 提高到可以与其他剪切机制相比拟的水平。然而，还没有可令人信服的实验证据。

7.2.2.2 模量失配强化

这种类型的位错-颗粒交互作用与本卷第 5 章所讨论的为人熟知的模量差固溶强化类似。运动位错的应力场会与如图 7-6 中所示的嵌于剪切模量为 G_m 的基体中的剪切模量为 G_P 的共格第二相颗粒所形成的大的弹性不均匀性发生二重交互作用。于是交互作用力与 ΔG 成正比($\Delta G=|G_m-G_P|$)。而从交互作用能导出最大交互作用力这个问题还未得到令人满意的通解。另一方面，多年来近似计算法也越来越精确。Weeks 等人(1969)首次提出近似计算法。后来，Knowles 和 Kelly(1971)评估 CRSS 时，在假定沿位错方向障碍物间距固定的前提下，提出了一种从本质上描述过时效的模型。Russel 和 Brown(1972)则提出了一种有意思的观点，认为位错穿过颗粒时发生了"折射"(注意：这个物理问题与 Huther 和 Reppich(1978)处理有序硬化提出的问题相似，见 7.2.2.5 节)。他们评估预测了颗粒尺寸很小时的最大强度，因而也对过时效行为进行了描述。而把模量硬化与 Hanson 和 Mor-

ris(1975)的理论结合起来的 Melander-Persson 模型(1978),依据

$$\tau_{FF} = 0.9(rf)^{1/2}\left(\frac{T_L}{b}\right)\left[\frac{\Delta G/G}{2b\ln\left(\frac{2r}{f^{1/2}b}\right)}\right]^{3/2} \tag{7-27}$$

• p. 327 •

对小颗粒尺寸的正常时效硬化进行了首次预测。Nembach(1983)导出了不同位错核模型的交互作用力,并得出

$$F_m = C_G \Delta G b^2 \left(\frac{r}{b}\right)^m \tag{7-28}$$

参数 C_G 和 m 对所采用的核模型敏感,且分别大致为 0.05 和 0.85。对图 7-6 中所示的例子,F_m 在颗粒周边附近取得最大值,约为 ΔGb^2。把式(7-28)代入式(7-4)和式(7-8),可得到 Nembach FF 型切割应力

$$\tau_{FF} = \alpha_G \Delta G^{3/2}\left(\frac{f}{T_L}\right)^{1/2} \quad b\left(\frac{r}{b}\right)^{\frac{3}{2}m-1} \tag{7-29}$$

其中,数值因子 $\alpha_G=0.055$[忽略了式(7-4)中的因子 0.9]。

现在又回过头来看 SL 理论的应用。可从图 7-6 中所示的交互作用力图得出这样的结论,即交互作用范围又可选为 $Y_{SL}=2\gamma_s$,即 $\xi=2$。取 $F_m=\Delta Gb^2$[同 Nembach 和 Neite (1985)],代入式(7-21),可得减小了的颗粒深度

$$\eta_{SL} = 1.085\left[\frac{f}{(\Delta G/G)}\right]^{1/2} \tag{7-30}$$

图 7-6 中的交互作用力图与图 7-5 中的底部图形一样是对称的。所以,必须使用 SL 内插公式(7-16)计算弹性交互作用。CRSS 的新的 SL 形式表示为

$$\tau_{SL} = \tau_{FF} \times 0.94\left[1 + 2.71\left(\frac{f}{\Delta G/G}\right)^{1/2}\right]^{1/3} \tag{7-31}$$

式中,τ_{FF}为 Nembach 由式(7-29)所得的结果。

模量失配强化似乎覆盖了一个很宽的障碍物化强度范围。对 γ' 沉淀型 Ni 基高温合金,Nembach 和 Neite.(1985)所报道的模量差为几个 MPa。因而,障碍物比强度 $F_m/(2T_L) \sim \Delta G/G$ 为 10^{-2}数量级。在这类合金中,模量失配强化的确是一种很弱的机制。Nembach 和 Neite(1985)认为这些情况下的 η_{SL}小,因而 τ_{FF}[式(7-29)和式(7-31)]是近似相等的。但这种结论是不正确的。因为,采用他们的计算值 $\Delta G/G \approx 0.64\Delta Gb^2$,则当 $f=0.20$ 时,式(7-30)会给出 $\eta_{SL}\approx 3.2$ 的结果,明显地远远偏离了 FF 理论。因此,式(7-31)中的 SL 修正项应为 2。这就意味着经 SL 修正后的 CRSS 是传统估计值的 2 倍。然而,必须强调的是,根据 Nembach 和 Neite(1985)的结果,γ/γ' 合金硬化测定的结果不能由模量差解释。而更为人们所接受的是,有序硬化才是本质上起主导作用的机制。

模量失配强化的难点是尚未有理想的可用来测试理论预测结果的合适的合金体系。多数情况下,模量失配强化都不如其他机制重要,如前而所提到的 γ/γ' 高温合金。在 Cu-Co,Cu-Fe 和 Cu_3-Co 中,都发生了大量的共格应变硬化(见下节)。把理论和实验相比较时另一个主要的困难是,因从大体积相进行 G_P 值的独立测量常常是不可能的,故 G_P 值不能确切得知。于是,可以认为 G_P 是可调参数,从而在实验与理论评估之间取得了一致。Ardell(1985)分别报道了 Cu-Co,Cu-Fe 和 Cu_3Au-Co 的 $\Delta G/G$ 结果在 0.88—1.45 之间,

高得有点不切实际。应该强调的是，与障碍物比强度相对应的那些 $\Delta G/G$ 值，由于 Orowan 应力的作用，其值应等于或更高于理论上限，$F_m/(2T_L) \leqslant 0.8$。

• p. 328 •

文献中分析所用的实验数据都是处于峰值时效和过时效条件下合金体系的数据。正如 Ardell(1985)已经指出过的，几个研究小组(Knowles 和 Kelly，1971；Russell 和 Brown，1972；Melander 和 Person，1978)试图证实在 Cu-Fe，Fe-Cu 和 Al-Zn-Mg 合金中，模量失配强化是起决定作用的机制，并声明所测得的 CRSS 能用他们自己创立的硬化模型得到最好的解释。Ibrahim 和 Ardell(1978)报道，过时效的 Cu_3Au-Co 的数据与 Russell 和 Brown (1972)的结果不一致，但却能用 Knowles 和 Kelly(1971)的模型解释。Ardell(1985)得出进一步结论，认为这些合金中的过时效现象决不是 Orowan 机制的结果，因为据观察，这些合金的加工硬化速率低，且不存在 Orowan 环。然而，必须对这种解释提出质疑，特别是从 Gleiter(1967a，b)提出的特殊交滑移机制来看更应如此。因而，遇到共格沉淀相应变场的位错会经历一系列复杂的运动，从而观察不到稳定的共心位错环。

7.2.2.3　共格强化

图 7-6 中所示的共格沉淀相，其晶格参数 a_p 可能不同于基体的晶格参数 a_m，因而，会产生一应变场使周围沉淀相发生畸变。共格沉淀相就是通过该应变场与位错发生交互作用的。这种机制正好与原子大小不同引起的固溶强化形成直接的对照(见本卷第 5 章)，是为人所知的时效硬化最早的起因(Wilm，1911)。

理论

至少有 5 个研究小组 Gerold 和 Haberkorn(1966)，Gleiter(1967c)，Brown 和 Ham (1971)，Jansson 和 Melander(1978)及 Nembach(1984)用 FF 理论框架处理了晶格失配交互作用。最为透彻的建模实例是各向同性线弹性介质中未分解的直线纯刃型位错与失配度为 $\varepsilon = \frac{2}{3}\left|\frac{a_p - a_m}{a_m}\right|$ 的半径为 r 的球形沉淀相发生的交互作用。

最大交互作用力 F_m 取决于滑动平面距颗粒中心的距离 z(图 7-6)。当颗粒中心在滑动平面上时，F_m 为零；而在基体-颗粒界面即 $z_0 = r_s/\sqrt{2}$ 处，F_m 取得最大值为

$$F_m = 4Gb\varepsilon r \qquad (7\text{-}32)$$

在图 7-6 所示的特例中，交互作用来源于颗粒外应变场。迄今为止，晶格失配硬化是交互作用力唯一不由弥散相本身性质导出的切过机制。

对与滑移平面发生物理交截或不与之交截的沉淀相，位错都能受到其应变场的作用。因而，障碍物的有效尺寸，即它们的交互作用范围，与颗粒的物理尺寸是不等同的。

• p. 329 •

另外，在统计学上，排斥力和吸引力所产生的最大交互用力是相等的。唯一的区别是，前者是在经过颗粒中心之前出现最大值，而后者是在经过颗粒中心之后出现最大力的。结果，为了用式(7-1)导出 CRSS，有必要找到合理均化各种颗粒对 F_m 和 l 影响的某种方法。对所采用的各种均化方法的细节，Gerold(1968)和 Brown 以及 Ham(1971)已作了讨论。和 Gleiter(1967c)的评估方法不同，Gerold 和 Haberkorn(1966)，Brown 和 Ham(1971)，Janson 和 Melander(1978)的方法给出了欠时效合金的切割应力

$$\tau_{FF} = \alpha_\epsilon (Gb)^{3/2}\left(\frac{fbr}{2T_L}\right)^{1/2} \tag{7-33a}$$

或取 $T_L = Gb^2/2$，

$$\tau_{FF} = \alpha_\epsilon G\epsilon^{3/2}\left(\frac{fr}{b}\right)^{1/2} \tag{7-33b}$$

不同评估方法的数值因子 α_ϵ 都不同，其值在 3—4.1 之间变化。有用的平均值为 $\alpha_\epsilon=3.7$。

结合式(7-32)和(7-33a)与准则 $F_m/(2T_L)\approx 1$(Ardell，1985)，可得到经峰值时效的较大失配沉淀相的最大 CRSS

$$\tau_{peak} = 1.8G\epsilon f^{1/2} \tag{7-34}$$

显然，式(7-33)和(7-34)是用点障碍近似法导出的式(7-3)或(7-12)的 FF 关系式。正如 7.2.1.2 节所指出的，因失配交互作用范围有限，故上述推导并不严格准确。特别是，如图 7-6 所示，有 $Y_{SL}\geqslant 2r_s$，即 $\xi=2$。因而，利用式(7-32)，(7-21)式所给出的有所减小的颗粒深度变为

$$\eta_{SL} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{1/2} f^{1/2}\left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{-1/2} \tag{7-35a}$$

$$= 0.54\left[\frac{fb}{\epsilon r\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}}\right]^{1/2} \tag{7-35b}$$

当 $F_m/(2T_L)\approx 1$ 时，η_{SL}取得下限值：

$$\eta_{SL}^{min} = 1.09f^{1/2} \tag{7-35c}$$

图 7-6 中的失配交互作用力-距离图是对称的，因而，必须使用式(7-18)给出的 SL 间距。把 CRSS 导出式中的 Friedel 在间距 l_F 用式(7-18)给出的 l_{SL}取代后，可得到欠时效失配切割应力的新的 SL 形式：

$$\tau_{SL} = \alpha_\epsilon G\epsilon^{3/2}\left(\frac{fr}{b}\right)^{1/2} \times 0.94(1 + 2.5\eta_{SL})^{1/3} \tag{7-36}$$

式中，η_{SL}由式(7-35b)给出。相应地，利用式(7-35c)，峰值应力[式(7-34)]可改写为

$$\tau_{peak} = 1.73G\epsilon f^{1/2}(1 + 2.7f^{1/2})^{1/3} \tag{7-37}$$

• p. 330 •

与实验比较

图 7-8 中示出了以共格强化为主要机制的 Cu-Co，Cu-Fe，Cu_3Au-Co 单晶及 Cu-Mn 多晶不同二元合金的数据[摘自 Ardell(1985)的编著]。特别地，Cu-Co 似乎是一理想体系。面心立方的富 Co 沉淀相显示出畸变衬度，而 f 和 r 则可用磁测法进行评估。实验值经归一化处理后，按式(7-36)以 $\Delta\tau/G\epsilon^{3/2}\sim(rf/b)^{1/2}$的关系示于图 7-8 中。$\Delta\tau$ 是仅因沉淀相失配本身而引起的 CRSS 增量，为实验的总的 CRSS 和固溶体基体的 CRSS 线性相减而成*。图 7-8 中的所有合金呈现出 7.2.1.1 节推导过的共格颗粒的一般特征(见图 7-3

---

* 对 CRSS 实验数据的估算，即从双相材料测得的总的 CRSS 中分离出颗粒的 CRSS 值通常会遇到两个问题：第一个问题与受位错与不同类型障碍物(随机分布在基体中的溶质原子或第二相粒子)交互作用影响的强化过程的叠加法则有关；第二个问题与基体本身的 CRSS 绝对值的估算有关。Reppich 等(1982)，Nembach 和 Neite(1985)及 Ardell(1985)对这些问题已有广泛深入的讨论。

和图 7-4)，即细小弥散相的抛物线欠时效、尖锐的峰值时效和粗大弥散相的过时效特征。对欠时效合金，所预测的 CRSS 随$(rf)^{1/2}$成比例线性增加的规律除一个例外外，均普遍适用。Brown 和 Ham 在评述 Livingston(1959)的多晶 Cu-Co 数据(图 7-8 中未给出)时得出，较佳的拟合结果是 CRSS 随 $f^{2/3}$变化。

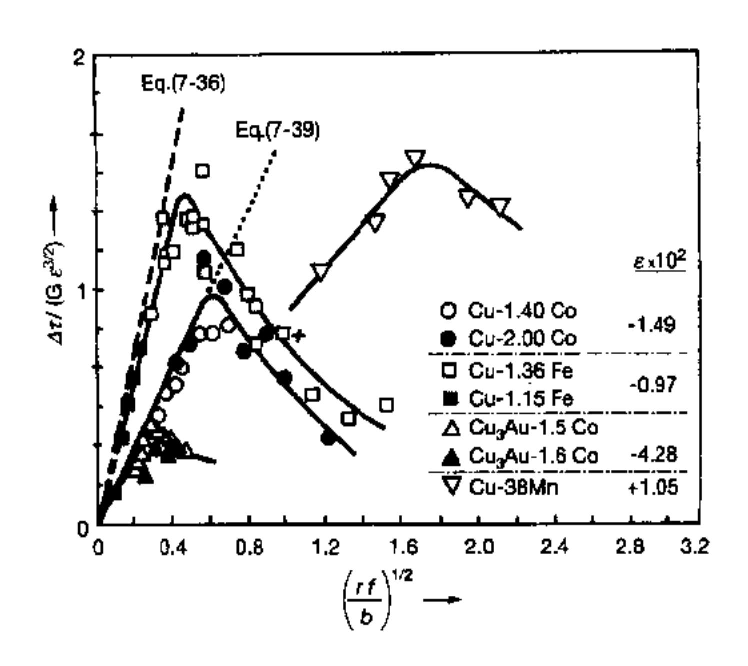


图 7-8 室温测试的多种 Cu 合金的共格强化数据的换算图[数据摘自 Ardell 的编著(1985)]

然而，很早以前就已经认识到，式(7-33)过高地估计了所观察到的强化(Gerold, 1979; Nembach, 1984; Ardell, 1985)。根据式(7-36)。图 7-8 直线的斜率应为 4—4.5*。但据 Wendt 和 Wagner(1980)在文献中的报道，唯有欠时效的 Cu-Fe 合金的数据接近理论直线(图 7-8 中虚线)。而与此对照，所有其他合金体系的数据都比理论值低几倍，远远超过了各种可能的实验误差。Al-Zn 合金，据 Gerold(1979)报道，也存在相当大的偏差。Ardell(1985)在用式(7-34)对处于峰值时效条件下的同种合金的数据进行分析时，也发现了类似的情况。文献中对进而可能的影响的讨论与推敲，诸如基体的各向异性、与螺位错的交互作用、交叉滑移、模量硬化等等，都是不成功的，而且对解决数据偏差也无裨益(Gerold, 1979; Gerold 和 Pham, 1980; Ardell, 1985)。

• p. 331 •

位错分解

Nembach(1984)指出，经常观察到的偏差，是上面所引用的近似法的结果，即忽略了位错分解为两个 Shockley 不全位错的作用。如果颗粒半径 r 与两个分位错之间的堆垛层错带宽 s 同一数量级，则必须考虑位错的分解。位错的分解会把最大交互作用力减小至原来的 $\beta_1(r/b)^{\beta_2}$倍。按 Nembach(1984)的推道，式(7-32)可变为

$$\tau_{m}^{diss} = 4Gb\epsilon r \times \left[\tau\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}\right] \quad (7\text{-}38)$$

* 在 Ardell(1985)文章的图 15 中，理论上的直线显得太陡，其斜率是上述的 2 倍左右。

当 $6b \leq r \leq 30b$ 时，即 $r \geq 1.5$nm 时，式(7-38)成立。系数 β_1 和 β_2 取决于分解宽度，已由 Nembach(1984)给出。对于 Cu，β_1 和 β_2 分别等于 0.328 和 0.239。结果是式(7-36)的右边必须乘以因子$[\beta_1(r/b)^{\beta_2}]^{3/2}$，分位错的切割应力可改写为

$$\tau_{SL} = \alpha_\epsilon^* G\varepsilon^{3/2}\left(\frac{fr}{b}\right)^{1/2} \tag{7-39a}$$

$$\alpha_\epsilon^* = 3.7\left[\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}\right]^{3/2}[0.94(1 + 2.5\eta_{SL})^{1/3}] \tag{7-39b}$$

η_{SL}由式(7-35b)给出。对于未分解的位错，即 $s=0$，$\beta_1=0$，$\beta_2=0$，由式(7-39)会导出式(7-36)。在 s 远大于 r 的极端情况下，F_m 降至式(7-32)所得结果的一半。相应地，用式(7-39)所计算出的 τ 也会降低 2.8 倍。

在 Cu 中，不全位错的间距 s 约为 4nm(Cockayne 等人，1971)。Nembach 等人(1988)最近所做的原位 HVEM 变形研究强有力地证明了在 Cu-Co 合金中，分解为相互作用的不全位错是同一数量级。所研究的欠时效 Cu-Co 合金中的失配颗粒的半径($r=2-3$nm)与分解宽度的确属同一数量级。用式(7-39)计算出的 τ 减小了约 50%。引用于实验 $\Delta\tau_0$ 值的因子 $\alpha_\epsilon \cdot 0.94(1+2.5\eta_{SL})^{1/3}$在 3.5—4.6 之间变化，与理论预测值 4.1 的一致性很好。图 7-14 中斜率为 $\alpha_\epsilon^*=1.73$ 的(点线)理论直线与欠时效的 Cu-Co 合金的数据吻合得很好。总之，对以细小的球形沉淀相进行时效硬化的 Cu-Co 体系，若考虑位错分解和 SL 理论，则理论和实验的确能协调起来。

然而，在 Cu-1.15at%Fe 薄片中，Nembach 等人(1988)既没有观察到位错分解，也没有观察到堆垛层错条纹。尽管人们还没能理解如此令人惊诧的结果，但它却解释了欠时效材料所测定的值与式(7-36)[图 7-8 中经过原点斜率为 3 的直线表示]的相当合理的一致性(在 25%以内)。而另一方面，在 Cu-Mn 和 Cu_3Au-Co 中应有分解位错的交互作用，但现在还没有直接的电子显微依据。

• p. 332 •

7.2.2.4 堆垛层错强化

Hirsch 和 Kelly(1965)首次提出位错和沉淀相之间具有很强的交互作用。其中，沉淀相的堆垛层错能 γ_{SF}^p，与基体的堆垛层错能 γ_{SF}^m显著不同。交互作用是由于颗粒内部分解位错的堆垛层错带宽 s_p 和颗粒外部分解位错的堆垛层错带宽的 s_m 不同而引起的(图 7-9)。Hirsch 和 Kelly(1965)及 Gerold 和 Hartmann(1968)分析了反映 r_s 与分解宽度 s 的相对比值的多种情形下的最大交互作用力，如图 7-9 所示。Hirsch 和 Kelly(1965)采用沿位错的有效障碍物间距-Mott 间距，对 CRSS 进行了估算。Gerdd 和 Hartmann(1968)采用了更为合适的 Friedel 间距 l_F(式(7-2))用于他们的计算。分解位错所受的最大力为

$$F_m = \Delta\gamma_{SF} d(\gamma_{SF}^m, r) \tag{7-40}$$

式中，$\Delta\gamma_{SF}=|\gamma_{SF}^m-\gamma_{SF}^p|$，$d$ 为位错刚要离开颗粒时的堆垛层错在颗粒内的有效弦长。d 与 γ_{SF}和 γ_s 的函数关系是相当复杂的。按照图 7-9 中示出的 Gerold 和 Hartman(1968)模型，通常期望的 F_m 与 r_s 之间呈线性比例关系只有当 r_s 小时才能观察得到，而且这种偏差随 $\Delta\gamma_{SF}$增加而增加。当 r_s 与 m 相当或 r_s 小于 m 时，d 等于 $2r_s$(图 7-9)。把这个结果代入式(7-40)，并结合 FF 公式中的式(7-4)(忽略因子 0.9)，则发现欠时效合金的 CRSS 的增加

随

$$\tau_{FF}=\Delta\gamma_{SF}^{3/2}\left(\frac{3\pi^2}{32}\right)^{1/2}\left(\frac{fr}{T_L b^2}\right)^{1/2} \tag{7-41}$$

而发生改变。

对增大的颗粒尺寸，d 的增大比线性增加要小，因而，强化效果比式(7-41)的预计值低。对于过时效的颗粒，当 $2r_s$ 远大于 S_m 时，Ardell(1985)把 Hirsch 和 Kelly(1965)的有关近似式写为

$$\tau_{FF}=\left(\frac{Kf}{\gamma_{SF}^{*}}\right)^{1/2}\frac{\Delta\gamma_{SF}}{b}\frac{1}{r^{1/2}} \tag{7-42}$$

式中，$K\propto Gb_p^2$，$\gamma_{SF}^{*}=(\gamma_{SF}^{m}+\gamma_{SF}^{p})/2$。注意，这与 Huther 和 Reppich 处理类似过时效有序颗粒所用的模型相似(见 7.2.2.5 节)。

· p. 333 ·

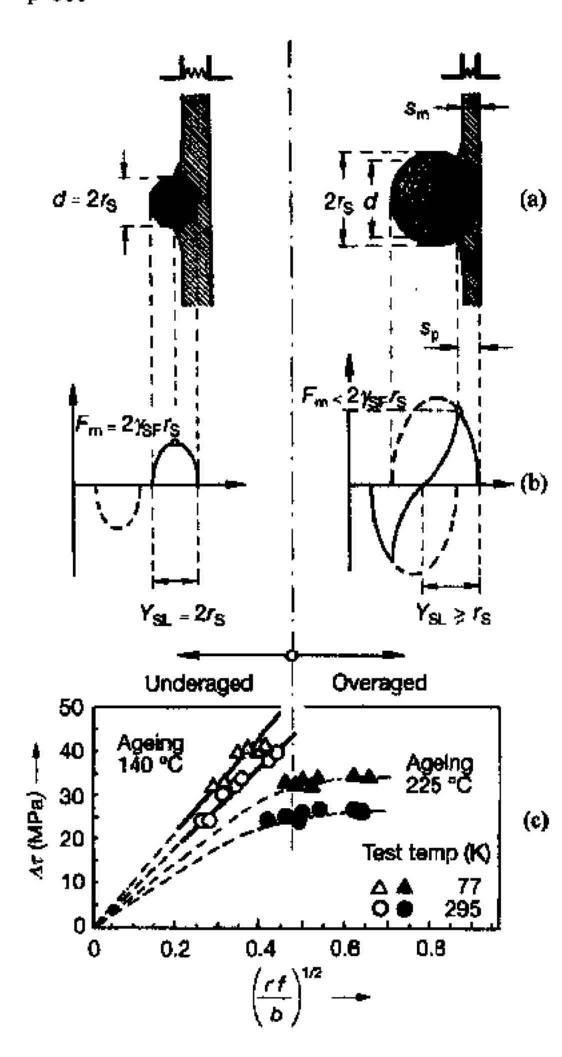


图 7-9 堆垛层错强化。(a)分解位错的理论假设组态；(b)交互作用力图和交互作用范围 Y_{SL}；(c) Gerold 和 Hartmann 的时效硬化 Al-1.8at%Ag 实验数据(1968)[摘自 Ardell(1985)]

还有，在所讨论的各种情形中，SL 间距 l_{SL}都替代了 Friedel 间距 l_F。对欠时效的颗粒，图 7-9 中的力-距离曲线是不对称的，因而，式(7-17)和(7-19)成立。对于 $F_m=\Delta\gamma_{SF}2\gamma_s$ 的情形，根据式(7-21)，减小了的颗粒深度为

$$\eta_{SL}=\left(\frac{3}{8}\right)^{1/2}\xi\left(\frac{fT_L}{\Delta\gamma_{SF}r}\right) \tag{7-43a}$$

如图 7-9 所示，当 $S_m>2r_s$ 或 $\xi=2$ 时，堆垛层错交互作用的范围为 $Y_{SL}=r_s+(s_m/2)=2r_s$。这就使得

$$\eta_{SL}=1.22\left(\frac{fT_L}{\Delta\gamma_{SF}r}\right)^{1/2} \tag{7-43b}$$

代入式(7-17)，得到欠时效合金 CRSS 的新的表达式

$$\tau_{SL}=\tau_{FF}\times0.94\left[1+1.22C_{SL}\left(\frac{fT_L}{\Delta\gamma_{SF}r}\right)^{1/2}\right] \tag{7-44}$$

而对过时效的颗粒，图 7-9 中的力图是对称的，而且另一方面，当 $\eta_{SL}<0.4$ 时，式(7-16)和(7-17)可以交叉使用。对于过时效的颗粒，当 $F_m\approx2T_L$ 时，式(7-22)中给出的 η_{SL}趋于最小值 η_{SL}^{min}。现在，取得折衷的是，交互作用范围 $Y_{SL}=r_s+(s_m/2)\approx r_s$(图 7-9)和 $\xi=1$。从而，减小了的颗粒深度为

$$\eta_{SL}^{min}=0.54f^{1/2} \tag{7-45}$$

该参数确实小于 0.4，即使对 $f\leq0.55$ 的大体积分数也是如此。

结合式(7-45),(7-42)和式(7-16),可得到过时效合金的 CRSS

$$\tau_{SL} = 0.94\left(\frac{Kf}{\gamma_{SL}^*}\right)^{1/2}\frac{\Delta\gamma_{SF}}{br^{1/2}}(1 + 1.35f^{1/2})^{1/3} \tag{7-46}$$

堆垛层错强化似乎是 Al-Ag 合金中最重要的机制。Gerold 和 Hartmann(1968)的实验数据已按 $\Delta\tau$ 与$[(rf/b)]^{1/2}$的关系绘于图 7-9 中。Gerold 和 Hartmann(1968)及 Ardell(1985)用传统方程(7-41)对这些数据进行了分析。因而,对欠时效的颗粒,应得到一条斜率为 $0.96[\Delta\gamma_{SF}^3/(T_Lb)^{1/2}]$的直线。在时效温度为 $T_a=140$℃下的一系列时效数据确实表现出所预测的行为(空心符号)。Gerold 和 Hartmann 采用了各向同性恒定线张力近似,$T_L=(Gb^2)/2$并认为比值 $\Delta\gamma_{SF}/G$ 与温度无关。作者用 $\gamma_{SF}=0.180\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$对数据进行了拟合。若假定纯 Al 最有可能的取值是 $\gamma_{SF}^m=0.200\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$,则可计算出富 Ag 沉淀相内部的堆垛层错能为$\gamma_{SF}^p=0.020\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$。Ardell(1985)利用刃型位错的线张力近似值 0.133(Gb^2),得到了 295K 和 77K 的γ_{SF}^m,分别为 $0.109\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$和 $0.093\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$,略高了一些。

下面在更为相关的式(7-44)的基础上重新解释一下欠时效材料的数据,这样,图 7-9 中的直线的斜率为 $0.94[\Delta\gamma_{SF}^3/(T_Lb)]^{1/2}\cdot[0.94(1+C_{SL}\eta_{SL})]$,因而,上面的 $\Delta\gamma_{SL}$值必须除以$[0.94(1+C_{SL}\eta_{SL})]^{2/3}$这项。在求解 η_{SL}的式(7-21)中,我们取的是 $\xi=2$(见上)和$[F_m/(2T_L)]\approx1$。这种(最小)修正产生了$[0.94(1+1.09f^{1/2})]^{2/3}$。采用 Gerold 和 Hartmann(1968)在报道中所用的体积分数 $f=2\%$和 $f=2.9\%$,并援引修正因子 1.07,则对 140℃和 225℃时效系列,则 Gerold 和 Hartmann 的上述值降至 $\Delta\gamma_{SF}=0.168\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$,并导致了较高的 γ_{SF}^p值,为 $\gamma_{SF}^p=0.032\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$。

• p. 334 •

225℃时效的 Al-Ag 合金的数据(图7-9中的实心符号)较小,并且偏离了式(7-41)和(7-44)的预测结果。前者是因为 $\Delta\gamma_{SL}$较小的缘故。Gerold 和 Hartmann(1968)发现 $\Delta\gamma_{SL}=0.140\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$是 $\gamma_{SL}^p=0.060\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$值较大引起的。若不用式(7-41),而用(7-44),则会得到较大一些的 γ_{SL}^p,为 $\gamma_{SL}^p=0.069\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$。这个值反映了预料中的在 225℃下 γ_{SL}^p随沉淀相中 Ag 含量降低而增加。另一方面,γ_{SL}^p值较高,与分解宽度 s_p 较小是一致的,以致于先导不全位错的交互作用长度 d 现变得小于 $2r_s$,见图 7-9(a)。结果,交互作用力减小,且不再与 r_s 成线性比例。因而,CRSS 比式(7-44)的预测值低,而且 τ 对 r_s 的相关性也比 $\gamma_s^{1/2}$ 弱得多,在图 7-9(c)中其实可看到。

7.2.2.5 原子-有序强化

理论

当基体位错剪切一共格有序的颗粒时(图 7-10a),会在滑移平面上的沉淀相内部产生无序的表面能为 γ_{APB}的反相畴界。每单位面积上的 APB 能量表示位错穿过颗粒时每单位长度的抗力

$$F_m = \gamma_{APB}d \tag{7-47a}$$

d 为位于有序颗粒内位错的长度。对球形颗粒,有

$$d = 2r_s = 2(\pi/4)r$$

平均的最大力为

$$F_m = (\pi/2)\gamma_{APB}r \tag{7-47b}$$

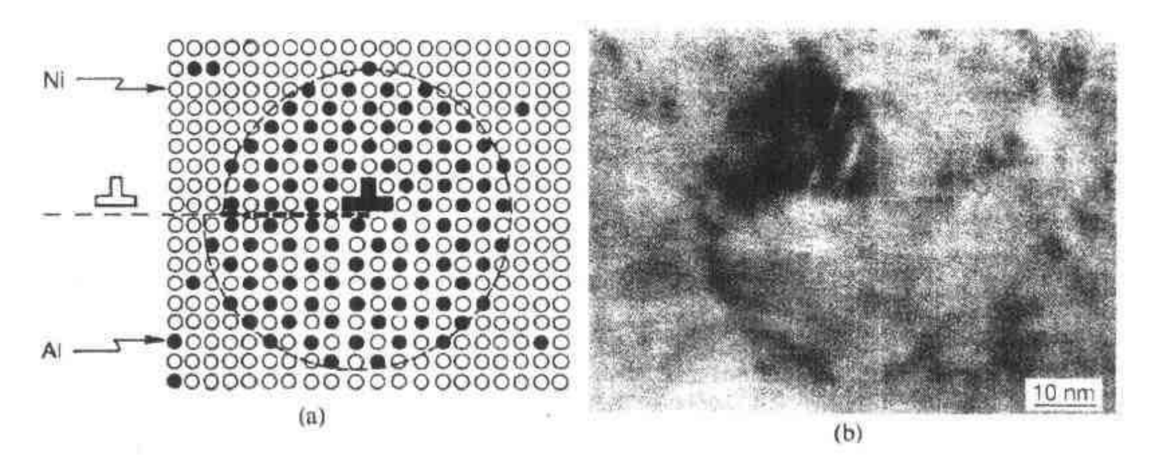


图 7-10　有序硬化。(a)位错剪切有序颗粒，形成了反相畴界 APB(黑虚线)；(b)变形二元 Al-Li 单晶中强偶联位错对剪切 δ' (Al_3Li)颗粒的 HREM 显微照片(Lendvai 等，1989)

而另一方面，第二个拖拽位错，消除了第一个先导位错所产生的 APB。因而，APB 造成了对偶联接。所以，在含有序颗粒的合金中，位错是成对地运动的[图 7-10(b)，7-11(a)]*。Gleiter 和 Hornbogen(1965a，b)首次对有序硬化及对偶位错的影响进行了全面分析。成对位错受到下面力的控制[图 7-12(a)]。

——因所施剪切力而产生的向前的力 $\tau bl_{1,2}$；

——对偶位错之间的排斥力 F_R；

——由式(7-47)给出的 APB 的吸引力，$\gamma_{APB}d_{1,2}$结果，当第一个位错切割时，在临界瞬间建立了如下力的平衡：

· p. 335 ·

位错 1：

$$\tau bl_1 + F_R - \gamma_{APB}d_1 = 0 \tag{7-48a}$$

位错 2：

$$\tau bl_2 - F_R + \gamma_{APB}d_2 = 0 \tag{7-48b}$$

消去式(7-48a)和(7-48b)中的 F_R，得到作用于第一个位错上向前的力

$$\tau_{APB} = \frac{1}{2}\left(\frac{\gamma_{APB}}{b}\right)\left[\frac{d_1}{l_1} - \frac{d_2}{l_2}\right] \tag{7-49}$$

式(7-49)中出现了有序颗粒内的位错段长度 d_1 和 d_2 以及沿切割位错上的有效间距 l_1 和 l_2 等基本参数。因而，必须对位错的组态进行讨论。的确，现有的把 τ_{APB}与颗粒显微结构联系起来的模型的难点在于对 d_1/l_1 和 d_2/l_2 比值的设定皆不相同。特别是，d_2 和 l_2 没有明确规定。然而，在这方面，变形样品的电子显微分析将有所帮助。根据有序颗粒的弥散情况，可把下面的情形区分开来。

· p. 336 ·

(a)欠时效的小颗粒(弱偶联)

传统 APB 理论

---

* 更通常地，位错是成组运动的。每组的位错条数取决于完全恢复有序析出物的有序度所需的位错条数。

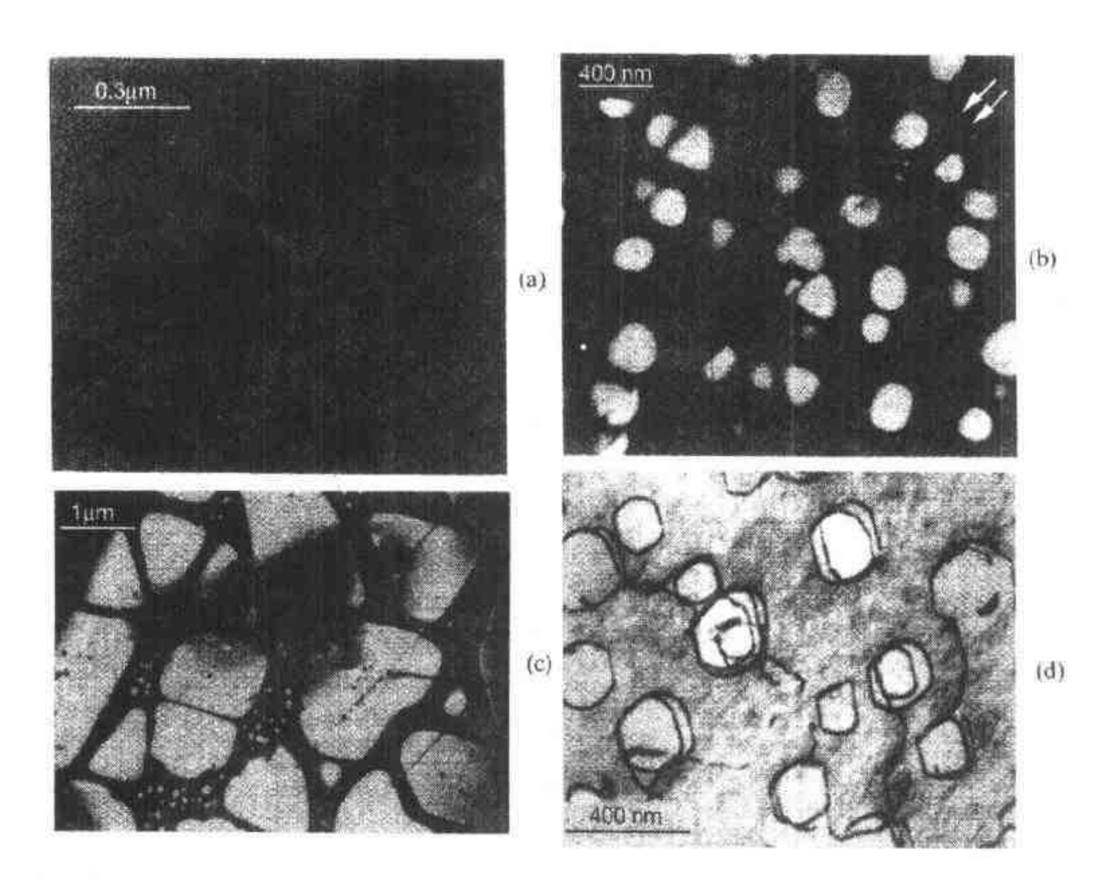


图 7-11 室温变形的 Ni 基高温合金典型的位错 γ' 颗粒交互作用的 TEM 显微照片。(a)原位变形的欠时效单晶 Nimonic PE16 薄片的弱光束暗场 HVEM 显微照片，显示出弱偶联位错对的演化过程(Nembach 和 Neite，1985)；(b)峰值时效 Nimonic105 中的 γ' 剪切；(c)IN-100 中粗大立方 γ' 的剪切；(d)Nimonic 105 中过时效 γ' 周围的共心 Orowan 环[资料由 Reppich 等人(1982)和 Reppich(1982)提供]

Raynor 和 Silcock(1970)及 Brown 和 Ham(1971)(下称 RSBH)，考虑了图 7-12(a)所示的经典情况。成对的位错松散地联接在一起，而且位于不同的颗粒内。位错 2 接近成直线，且只是 $d_2/l_2=f$(式 7-9)。沿位错 1 的轻度弯曲和颗粒间距依据 Friedel 条件即式(7-2)来确定，也就是说 RSBH 采用了

$$d_1 = 2r_s, d_2/l_2 = f$$

$$l_1 = l_F = L[F_m/(2T_L)]^{-1/2}$$

代入式(7-49)，即可得到切割应力

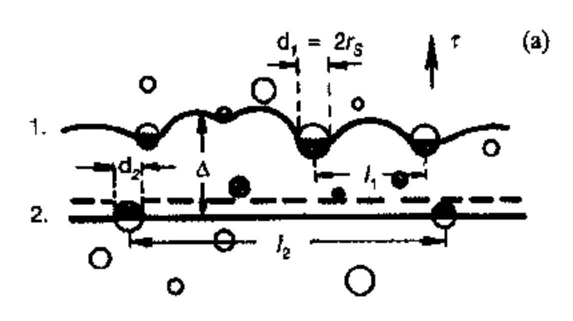
$$\tau_{RSBH} = \frac{1}{2}\left(\frac{\gamma_{APB}}{b}\right)\left[A_1\left(\frac{\gamma_{APB} r f}{T_L}\right)^{1/2} + A_2 f\right] \qquad (7\text{-}50)$$

数值因子 A_1 和 A_2，列于表 7-1 中。

Ardell 及其合作者(1976)把 RSBH 模型沿用到了较高的体积分数。在式(7-49)中，粗略地讲，l_1 已由颗粒间的间距(l_1-2r_s)取代，说明位错只能在沉淀相之间向外弯曲。而且，对初始直线位错在向外弯曲过程中因位错特征的改变而引起 T_L 的变化。

组合理论

首先是 Haasen 和 Labusch(1979)，后来是 Reppich(1982)，Nembach 和 Neite(1985)把



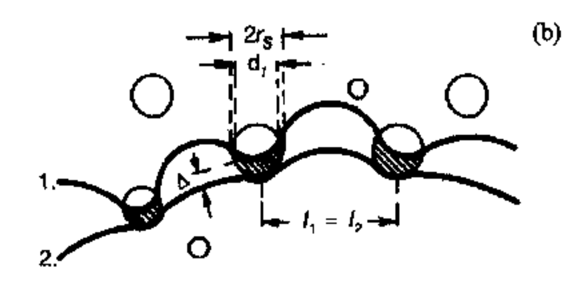


图 7-12 剪切共格有序颗粒的位错对典型位错组态示意图 (a)弱的偶联和(b)强的偶联

SL 理沦应用于有序硬化。可以证实式(7-15)这一规则不成立，而是要用式(7-19)中的 Labusch 长度取代式(7-2)中的 Friedel 长度，以反映 APB 交互作用的展延范围。所讨论的多种方法都采用

$$l_1 = l_{SL};\quad d_1 = 2r_s;\quad Y_{SL} = \xi r_s$$

然而，不同组合模型的明显分歧在于对沉淀相施于第二个位错的力的处理不同。另一方面，第二个拖拽位错通过 l_2 和 d_2 对 CRSS 的影响是很复杂的。Haasen 和 Labusch(1979)认为，式(7-49)中的 d_2/l_2 项小于 d_1/l_1 项，因面前者可以忽略，因为跟第二个位错相比，与第一个位错发生交互作用的沉淀相多得多。如图(7-12a)所示，其中第二个位错(虚线)避免了所有的颗粒，即 d_2 等于零。

• p. 337 •

Nembach 和 Neite(1985)对 RSBH 模型中第二个位错的直线形状作了修正(图 7-12a)。作者认为，只有 l_1，而无需 l_2，必须用 SL 理论进行修正，并设 $d_2/l_2 = f$(式 7-9)。这两种模型又都推出了 RSBH 型关系式(7-50)，其中数值因子 A_1 和 A_2 由表 7-1 给出。

表 7-1 式(7-54)取 $C_{SL}=1$ 和 $\xi=2$ 时的参数 A_1、A_2 和 A_3

(括号中的 A_2 值是 Nembach 和 Neite 取 $C_{SL}=0.82$ 和 $\xi=1$ 得到的)

模型	A_1	A_2		A_3	
		公式	数值	公式	数值
RSBH(1970/71) Eq(7-50)	0.98		−1.00	—	—
Haasen & Labusch(1979)	0.90	$0.55C_{SL}\xi$	1.10 (0.45)	—	—
Nembach & Neite(1985)	0.90	$0.55C_{SL}\xi-1$	0.11(−0.55)	—	—
Eq.(7-54)	0.90	$0.55C_{SL}\xi-0.94$	0.17	$-0.51C_{SL}\xi$	−1

然而，可以认为 Haasen 和 Labusch 的方法及 Nembach 和 Neite 的方法是相当不准确的。首先，一般地，沿第二个位错上的颗粒间距也受到作用着的 Labusch 交互作用的严格控制。Nembach 和 Neite 通过直接原位 HVEM 观察结果[图 7-11(a)]断言，第二个位错成直线或颗粒可能的最大长度 d_2/f 已不再正确，从而更加说明了上述方法的不准确性。一般地，第二批拖拽位错按先导位错的各种曲率，在遇到的颗粒之间或多或少地略微向前弯曲。根据 Friedel 或 Labusch 准则式[(7-2)或式(7-19)]，这等价于比最大值 d_2/f 小得多的间距 l_2。结果，用简化方式，采用 Labusch 统计来说明 l_2 的减小，可得

$$l_2 = \left(\frac{d_2}{f}\right) / [0.94(1 + C_{SL}\eta_{SL})] \tag{7-51}$$

这样，式(7-48a)和(7-48b)中的 d_1/l_1 和 d_2/l_2 比值前具有相同的系数。这就导出了 Rep-

pich(1982)已提出的关系式(7-17)类型：

$$\tau_{SL} = \tau_{RSBH}[0.94(1 + C_{SL}\eta_{SL})] \tag{7-52}$$

其中，τ_{RSBH}为式(7-50)给出的 RSBH 结果。把式(7-21)中的新硬化参数代入式(7-47b)中的 F_m，η_{SL}变为

$$\eta_{SL} = \left(\frac{3}{8}\right)^{1/2}\xi\left(\frac{fT_L}{\gamma_{APB}r}\right)^{1/2} \tag{7-53}$$

总之，可以明显地看到，不同的模型对 CRSS 的估算结果都具有相似的形式，可用如下最终形式来表示

$$\tau_{APB} = \frac{1}{2}\frac{\gamma_{APB}}{b}\left[A_1\left(\frac{\gamma_{APB}rf}{T_L}\right)^{1/2} + A_2 f + A_3 f^{3/2}\right] \tag{7-54}$$

注意作为式(7-52)副本的式(7-54)，由三项组成，其中 f 上的指数 1/2 增至 3/2，参数 A_1，A_2 和 A_3 示于表 7-1 中。

• p. 338 •

然而，在实际例子中，式(7-52)与式(7-50)和(7-56a)处理起来相对容易，这样 SL 修正更为明了。

下面回过头来考察一下新的 SL 参数 η_{SL}(通过 A_1 和 A_2 中的 ξ 而反映在式(7-54)中)。η_{SL}明显地是文献中引起混淆的来源之一(Ardell，1985)。按式(7-15)，η_{SL}是真实颗粒交互作用范围 Y_{SL}的函数。为了说明 Y_{SL}，必须建立力-距离图的实际形状与颗粒几何形状的严格关系。这种情形类似于堆垛层错强化的图 7-9(a)，(b)中用 Δ 取代 s。显然，所得到的力图的对称性及其范围因对偶位错运动发生了显著改变。特别是，Y_{SL}与偶联程度有关，并遵循如下条件：

$$r_s \le Y_{SL} \equiv r_s + \frac{\Delta}{2} \le 2r_s \tag{7-55}$$

剪切欠时效颗粒的弱偶联位错对之间的间隔 Δ，总是要比滑动平面上的颗粒尺寸大，即 $\Delta > 2r_s$。得到的力图，如同图 7-9b 的左图和图 7-6 中的 F_γ，是不对称的。由于受到颗粒表面的限制，Y_{SL}取得其最大值 $Y_{SL}=2r_s$，即 $\xi=2$(在确定表 7-1 中的参数 A_2 和 A_3 时已用到)。把这个结果代入式(7-53)，得到*

$$\eta_{SL} = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2}\left(\frac{fT_L}{\gamma_{APB}r}\right)^{1/2} \tag{7-56a}$$

根据式(7-21)，当障碍物比强度高时，即满足条件 $F_m \approx 2T_L$ 时，η_{SL}取得最低值。此时，偶联作用极强。图 7-9(a，b)中右图表明，这种情况下，Y_{SL}接近最小值，即 $Y_{SL} \approx r_s$ 或 $\xi=1$。插入式(7-21)，可得

$$\eta_{SL}^{min} = \left(\frac{3\pi}{32}\right)^{1/2} f^{1/2} \approx f^{1/2}/2 \tag{7-56b}$$

这式非常接近于 Reppich(1982)的早期估算。

(b)峰值时效颗粒(中度偶联)

当弥散相较粗(较强)时，偶联作用变强，以致于对偶位错的距离较小。但是位错仍可

---

* 为便于比较，式(7-56a)中数值因子的早期估算值有 1.27(Haasen 和 Labusch，1979，采用 YSL＝$(\pi/1.4)r_s$)；2.1(Grohlich 等，1982)；0.89(Reppich，1982，及 Nembach 和 Neite，1985；采用 $Y_{SL}=r_s$)。

能位于不同的颗粒内[图 7-12(a)]。第二个拖拽位错保持近乎直线，从而，l_2 又由式(7-51)给出。然而，随着障碍物的比强度 $F_m/(2T_L)$ 显著提高，先导的第一个位错更为向前弯曲，几乎接近半圆形。因而，用 Labusch 间距 L_{SL} 不再合适。当 $F_m \approx 2T_L$ 时，式(7-19)取得最小值*

$$l_1 = \frac{L}{0.94(1 + C_{SL}\eta_{SL}^{min})} \tag{7-57}$$

其中 η_{SL}^{min} 由式(7-56b)给出。代入式(7-49)后，得到

$$\tau_{PEAK} = \frac{1}{2}\left(\frac{\gamma_{APB}}{b}\right)\left[\left(\frac{3\pi}{8}f\right)^{1/2} - f\right]\cdot[1 + C_{SL}f^{1/2}/2] \tag{7-58}$$

这个式子与 Brown 和 Ham(1971)的相应公式去掉 SL 项 0.94[1+($C_{SL}f^{1/2}/2$)]后等价。人们认识到，因对偶位错切割而产生的峰值应力与 γ_{APB} 和 f 有关，而与 r 和 T_L 无关。

• p. 339 •

(c)过时效颗粒(强偶联)

当有序颗粒变大时，配对位错间的偶联特别强，而且，正如图 7-10(b)显微照片所证实的那样，两个位错都可与同一颗粒发生交互作用。Orowan 机制因需要比对偶剪切更高的应力(见下节)而不能开动。图 7-12(b)示出了这种情形，Huther 和 Reppich(1978)已对此作了分析。这种情况与上面所描述的峰值时效时颗粒的情形相当相似。第一个位错强烈地朝外弯曲，而且 l_1 可用式(7-57)近似计算。因第一个位错与第二个位错接触的是同一颗粒，l_2 也近似等于式(7-57)所"修正"的 L，所以有

$$l_1 = l_2 = \frac{L}{0.94[1 + (C_{SL}f^{1/2})/2]}$$

Huther 和 Reppich(1978)从作用在位错对上力的平衡导出了式(7-49)中的参数 d_1 和 d_2。结果表明，由单一位错上力图的叠加造成的作用于位错对上的最大力，当第二个拖拽位错刚好接触颗粒时，达到了最大值，$F_m = \gamma_{APB}d_1(\Delta)$。在这个临界位置，当图 7-12b 中 $d_2 = 0$ 时，第一个位错的长度可达 $d_1(\Delta)$。为了得到 τ，必须规定 $d_1(\Delta)$ 为第一个位错正要脱离的颗粒内部强偶联位错对间隔 Δ 的函数。这个物理问题又跟前节讨论的堆垛层错强化类似。因而，可以设想，正如图 7-9(a)中的右图一样，$d_1(\Delta)$ 也会降到低于其最大值 $2r_s$。结果，$F_m(d_1)$ 将随 r 显著增加而呈非线性增加，如式(7-47b)所示。因而，得到了类似的 CRSS 与 $1/r^{1/2}$ 相关的函数关系，见式(7 42)。根据 Huther 和 Reppich(标识符"HR")所得到的切割应力，具有如下形式

$$\tau_{HR} = \frac{1}{2}0.83\,\frac{T_L w f^{1/2}}{br}\left[\left(\frac{\pi^2}{4}\right)\frac{r\gamma_{APB}}{wT_L} - 1\right]^{1/2}\cdot\{0.94[1 + (C_{SL}f^{1/2})/2]\} \tag{7-59}$$

常数 w 表示沉淀相内位错的弹性排斥作用，实质上是一个可由实验数据拟合来进行确定的可调参数(见 7.2.2.5 节)。对 $r \gg [(4/\pi^2)wT_L]/\gamma_{APB}$ 的大颗粒，式(7-59)可简化为

$$\tau_{HR} \approx 0.65\left[\frac{wT_L f\gamma_{APB}}{b^2 r}\right]^{1/2}[1 + (C_{SL}f^{1/2})/2] \tag{7-60}$$

式(7-59)中，CRSS 的最大值位于

---

* 对较强的偶联，力图是对称的，如图 7-9b 右。结果，插值式(7-16)和(7-18)成立，而式(7-17)和(7-19)不成立。但是对 $\eta < 0.4$ 的更强的障碍物来说，力图的形状并不影响 SL 修正(见图 7-5)。所以，类似于弱偶联情形，适用于能量储存障碍物的式(7-17)和(7-19)可以简单地应用。

$$r_{ws} = \left(\frac{8}{\pi^2}\right) w \left(\frac{T_L}{\gamma_{APB}}\right) \tag{7-61}$$

r_{ws}表示从“弱”偶联到“强”偶联的峰值应力过渡处(标识符“ws”):

$$\tau_{PEAK} = \left(\frac{\gamma_{APB}}{2b}\right) f^{1/2}[1 + (C_{SL} f^{1/2})/2] \tag{7-62}$$

注意,考虑了 SL 修正的 0.94$[1+(C_{SL}f^{1/2}/2)]$项在 Huther 和 Reppich(1978)原来的公式中是没有的。

• p. 340 •

实验数据的评估与讨论

目前,文献中对单分散的共格有序颗粒的研究很多,且呈上升趋势。摘自 Ardell(1985)的优秀综述文中的表 7-2 和 7-3,对有代表性的用 Ni_3(AL/Ti)型 γ'沉淀相强化的 Ni 基、Fe 基和富 Co 合金,以及由其他沉淀相强化的合金(包括不含镍的 Ll_2 沉淀相和陶瓷型体系)作了调查,并鉴明了数据可靠的合金。所指的数据是指与时效时间或颗粒参数如 r 和 f 有关的屈服强度或 CRSS。

表 7-2 γ'沉淀相强化的 Ni 基、Fe 基、Co 基合金,其中,屈服强度或 CRSS 是时效时间和/或颗粒尺寸的函数(m=单晶,p=多晶),取自 Ardell 的数据(1985)。表中“NIMONIC”是 INCO 公司的商标

合金	晶体类型	参考文献
NiAl	m	Ardell 等(1976)Munjal 和 Ardell(1975); Travina 和 Nosova(1970)
	p	Phillips(1966)
Ni-Ti	p	Dawance 等(1964)
Co,Ni,Cr-Ti	p	Chaturvedi 和 Lloyd(1976)
Fe,Ni,Cr-Ti	p	Singhal 和 Martin(1968)
Ni,Cr-Ti,Al(Nimonic 80A)[a]	p	Melander 和 Persson(1978)
Ni,Cr,Mo-Ti,Al	p	Castagne 等(1968)
Fe,Ni,Cr-Ti,Al	p	Raynor 和 Silcock(1970)
Ni,Cr,Co,Mo Ti,Al(Nimonic 105)[a]	p	Castagne(1966) Pineau(1969); Reppich 等(1982)
Ni,Fe,Cr,Mo-Ti,Al(Nimonic PE-16)[a]	m	Nembach 和 Neite(1985)
	p	Raynor and Silcock(1970); Reppich 等(1982)
Fe,N,Cr,Mn,Mo-Ti,Al(A-286)	p	Raynor and Silcock(1970); Thompson 和 Brooks(1982)

表 7-3 屈服强度线 CRSS 为时效时间和/或颗粒尺寸函数的不同于 γ'的有序沉淀相强化的合金,以及 $L1_2$ 型沉淀相强化的非 Ni 基二元合金(m=单晶,p=多晶),Ardell 的数据(1985)

合金	晶体类型	沉淀相	结构	参考文献
Al-Li	p	Al_3Li (δ')	$L1_2$	Noble 等 (1982)
Pb-Na	m	Pb_3Na	$L1_2$	Rembges 等(1976)
Ni-Mo	p	$Ni_4Mo(\beta)$	$D1_a$	Goodrum 等(1977)
Cu-Ti	m	$Cu_4Ti(\beta')$	$D1_a$	Greggi 和 Soffa (1979)
MgO-Fe_2O_3	m	$MgFe_2O_4$	spinel	Hüther 和 Reppich (1979)
Co,Ni,Fe,Cr-Nb	p	$Ni_3Nb(\gamma')$	$D0_{22}$	Chaturvedi 和 Chung (1981)
Fe-Si,Ti	p	Fe_2TiSi	$L2_1$	Brown 和 Whiteman (1969) Jack 和 Honeycombe (1972)
Fe-Ni,Al,Ti	p	Ni(AlTi)	$B2$	Smith 和 White (1976)
Fe,Cr-Ni,Al	p	NiAl	$B2$	Taillard 和 Pineau (1982)

除了技术上的重要性之外，商业用γ'沉淀型高温合金(见本丛书第7卷第14章)有特别令人感兴趣的建模系统，因为作为有序硬化理论基础的模型近似于颗粒的显微结构。具有面心立方$L1_2$结构的$Ni_3(Al/Ti)$相是长程有序而且完全共格的，因而，可忽略模量和共格强化对CRSS的贡献。

Reppich等人(1982)详细地分析了商业用Ni基锻造合金Nimonic PE16和Nimonic 105的室温屈服。Nimonic PE16经过合适的一阶段等温时效后，γ'相沉淀相是单分散的、无序分布的球形颗粒。在Nimonic 105中，γ'沉淀相在小尺寸时也为球形，但经长期对时效后转变为立方形，并且趋向于沿[100]方向排列。固溶体基体CRSS的正确分离，得到了实验中只因γ'颗粒强化的CRSS增量$\Delta\tau$，已示于图7-13和图7-14中，为平均γ'半径的函

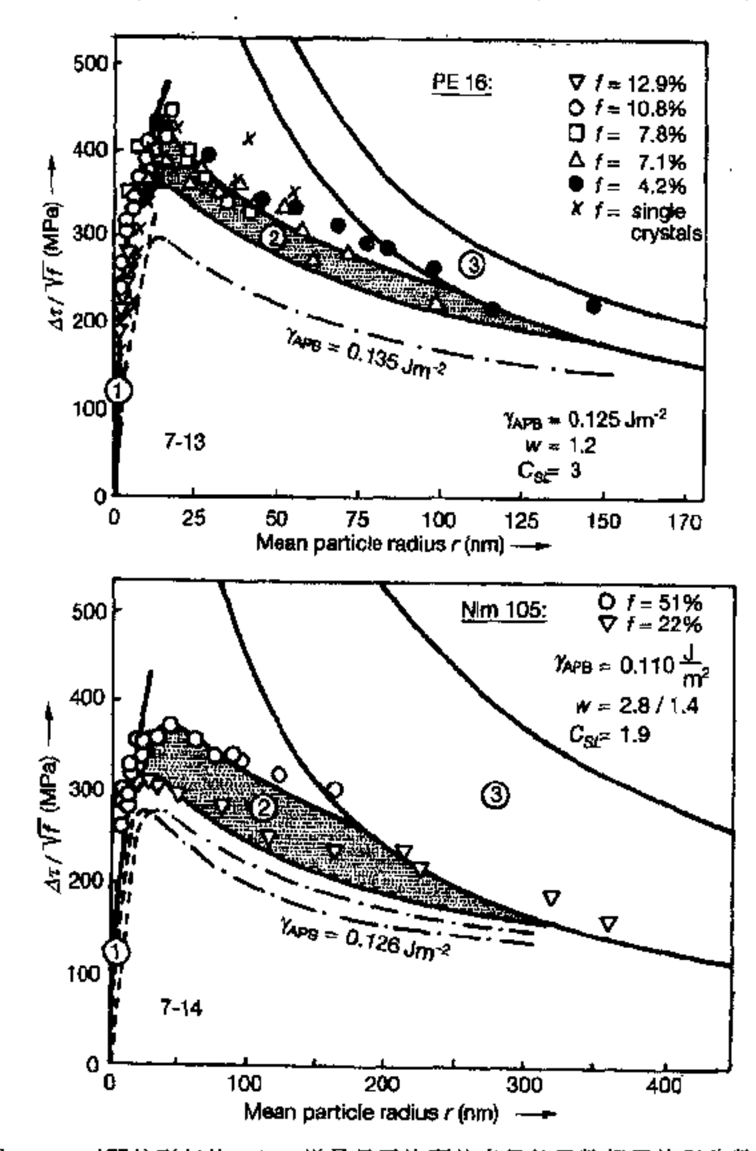


图7-13和图7-14 γ'颗粒引起的CRSS增量是平均颗粒半径的函数都用体积分数f归一化的实验数据和理论曲线的关系。图7-13：Nimonic PE16；图7-14 Nimonic PE105。细折线为经典APB硬化理论的理论值；粗实线为Schwartz和Labusch理论的理论值。曲线1为弱偶联位错对的切割应力(式(7-50)，(7-52))；曲线2为强偶联位错对的切割应力(式(7-59))；曲线3为Orowan应力[式(7-14)][摘自Reppich等人的资料(1982)]

数。实际上，数据点的轨迹呈现出"传统"理论所预测的函数依赖性，即在 RSBH 区域的欠时效弥散相呈式(7-50)的抛物线增长，随后达到明显最大值，进而又在 HR 区的过时效颗粒按式(7-59)中排除 SL 项——$0.94[1+(C_{SL}f^{1/2}/2)]$后的缓慢双曲线规律递减。

· p. 341 ·

然而，一看便知，在整个研究范围内，理论值(细折线)比实验测得的 CRSS 低得多。细致的分析揭示出了大量的不定性(Reppich 等人，1982；Ardell，1985；Nembach 和 Neite，1985)。例如，理论峰值应力并不像实验所观察的随 f 的不同而改变。应用 SL 准则式(7-15)和式(7-56a)，

$$0.1 \leq Y_{SL} = 1.22\left(\frac{fT_L}{\gamma_{APB}r}\right)^{1/2} \leq 0.96$$

· p. 342 ·

表明，对 Nimonic PE16 合金，η_{SL}明显不在 $\eta_{SL} \ll 1$ 的 FF 区域内。因此，应采用 SL 修正模型[式(7-52)或(7-54)]。SL 分析是这样进行的。为了用式(7-52)重新解释一下数据，把欠时效材料的数据以归一化临界应力 $\Delta\tau/\tau_{RSBH}$与颗粒深度 η_{SL}的关系绘于图 7-15 中，其中 τ_{RSBH}和 η_{SL}分别用式(7-50)和(7-56)计算。式(7-52)假设了一条斜率为 $0.94C_{SL}$，截距为 0.94 的直线。图 7-15 中的 Nimonic PE16 的数据点，对于不同的 f，直至 $\eta_{SL} \approx 0.5$，的确顺着相同的直线。多晶 Nimonic PE16 的斜率为 $C_{SL}=3$，Martens 和 Nembach(1975)的单晶 Nimonic PE16，斜率为 $C_{SL}=2.5$。而对 Nimonic 105，$C_{SL}=1.9$。这些估计值明显大于 FF 硬化时的 $C_{SL}=2/3$(图 7-15 中虚线)，也远远超过了理论上 SL 硬化的最小值 $C_{SL}=1$。因而，很明显，根据式(7-54)来估算 τ，结果太低(其中 A_2，A_3 取自表 7-1，分别以最小值 $C_{SL}=2.3$ 或 $C_{SL}=1$ 为基准。图 7-13 和 7-14 为正确的数据拟合步骤所得的结果。实心曲线 1 表示按式(7-52)和(7-56)所计算的弱偶联位错对的理论 CRSS。阴影曲线 2 表示按 HR 关系[式(7-59)]所计算的强偶联位错对的 CRSS。图例中给出了计算 γ_{APB}和参数 w 以及 C_{SL}所用的数值。为了证实 SL 修正的正确性，可以声称，修正了的 CRSS(实线)与实验数据点的一致性是令人满意的，而且经过修正的 CRSS 显著超越了"传统"的 FF 曲线(细折线)。不论是在抛物线增长阶段，还是在时效峰处，或在双曲递减的开始处，修正值都和实验数据点相当吻合。但随着 r 的增加，过时效材料的数据点稍微有点偏离强偶联位错运动的 CRSS 计算值，而是偏向较高的理论 Orowan 应力。

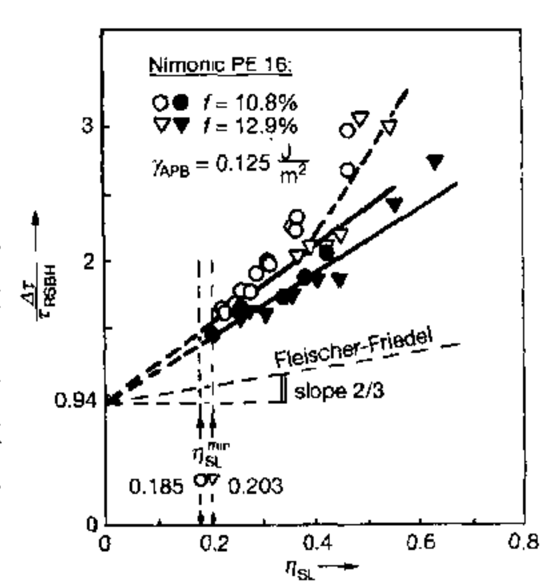


图 7-15　欠时效 Nimonic PE16 的归一化 CRSS 与式(7-52)和(7-56a)表示的减小的颗粒化深度 η_{SL}的关系[数据摘自图 7-13]

· p. 343 ·

Orowan 应力被认为是式(7-14)所定义的螺位错的应力，绘于图 7-13 和图 7-14 中的曲线带 3，反映了不同体积分数的情况。Reppich 等人(1982)之所以忽略因子 0.9，是

因为经严重过时效的γ'沉淀相不再呈无序分布。依据 Huther 和 Reppich(1978)的模型，位错-颗粒之间的交互作用类型，会在大于临界半径r_c后从对偶剪切向 Orowan 绕过方式转化。r_c是切割应力(曲线 2)与 Orowan 应力(曲线 3)交叉的结果。由于f的不同以及γ'尺寸的分布，在小于r_c或r_c附近有一很宽的范围，数据点偏离了强偶联位错对的 CRSS，而最终与 Orowan 曲线 3 会合。明显地，在轻度过时效的材料中，两种机制同时存在。而另一方面，对严重过时效的球形弥散相，因$r>r_c$，Orowan 机制可能是唯一起作用的机制。Huther 和 Reppich(1978)的模型所预测的结果已为直接的 TEM 观察结果所证实[图 7-16(d)]。

对更复杂的颗粒形态，特别是八面体形状、不规则球形和树枝状沉淀相，Huther 和 Reppich 都把他们的模型进行了适当推广，并应用于陶瓷的典型体系 Mgo-Fe_2O_3(Huther 和 Reppich，1979)。作者证明，在共格有序沉淀相被对偶位错剪切或被不成对的单个位错以 Orowan 机制绕过的条件下，颗粒-基体界面的曲率是基本的特征。

7.2.2.6 总结

可以看出，在所有情况下，用 FF 点障碍近似导出的 CRSS 必须用 Schwarz 和 Labusch 理论(1978)进行修正。修正项与新的变量η_{SL}，即减小的颗粒深度成正比。这就是前面章节中最为重要的结果。表 7-4 中列出了对实验数据进行评估时可能用到的依据位错颗粒不同交互作用机制导出的计算η_{SL}和 CRSS 的“最佳”公式。

7.2.3 复相颗粒强化

为了技术上的应用，商用双相合金体系常常经过多阶段的热预处理，以优化、或至少改进它们的力学性能。然而，这种条件下的沉淀相颗粒从来不是分散的单一形式的颗粒。例如，等温二级时效会使颗粒显微结构在特定情况下呈现如图 7-16 所示的双峰颗粒尺寸分布。由于两种不同颗粒存在而导致的 CRSS 的增长(细小弥散的颗粒和粗大弥散的颗粒)称为“复相颗粒硬化”(Reppich 等人，1986b)，这是本节主要讨论内容。

• p. 345 •

7.2.3.1 理论：颗粒的混合

关于不同强度、浓度和空间分布的障碍物如何综合影响总的 CRSS 值，现有文献中已有如下理论(Brown 和 Ham，1971；Lilholt，1983)：

障碍物的随机混杂分布

第一个而且最普通的假设是线性叠加

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 \tag{7-63a}$$

式中，τ_1和τ_2分别为第一类颗粒和第二类颗粒的临界分切应力。

Koppenaal 和 Kuhlmann-Wilsdorf(1964)提出了所谓的勾股叠加

$$\tau^2 = \tau_1^2 + \tau_2^2 \tag{7-63b}$$

Louat(1979)认为，Hanson 和 Morris(1975b)的理论为式(7-63b)提供了物理基础。

然而，必须强调的是，式(7-63a，b)是用 Fleischer-Friedel 点障碍近似法导出的。如果还要考虑具有较大交互作用范围的集中的实际冶金障碍物，如第二相颗粒，则由于这些障

• p. 344 •

表 7-4　分析颗粒强化数据的公式和参数（$L=[2\pi/(3f)]^{1/2}r, C_{SL}\geq 1$）

位错-粒子作用类型	强化机制	最大作用力 F_m	$\tau_{FF}=\left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{3/2}\left(\frac{2T_L}{bL}\right)$	$\eta_{SL}=\frac{Y_{SL}}{L}\left(\frac{F_m}{2T_L}\right)^{1/2}$	CRSS 公式
elastic (energy conserving) 力 $Y_{SL}=2r_s$	模量	ΔGb^2	$0.055\Delta G^{3/2}\left(\frac{f}{T_L}\right)^{1/2}b\left(\frac{r}{b}\right)^{\frac{3}{2}m-1}$	$1.09\left(\frac{f}{\Delta G/G}\right)^{1/2}$	
	结合	$(4G\varepsilon rb)\times\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}$	$\alpha_\varepsilon^* G\varepsilon^{3/2}\left(\frac{fr}{b}\right)^{1/2}$ $\alpha_\varepsilon^*=3.7\left[\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}\right]^{3/2}$	$0.54\left(\frac{fb}{\varepsilon r\beta_1\left(\frac{r}{b}\right)^{\beta_2}}\right)^{1/2}$	$\tau_{SL}=\tau_{FF}\times 0.94(1+2.5\eta_{SL})^{1/3}$
energy storing 力 $Y_{SL}=2r_s$	化学	$2\gamma_s b$	$\left(\frac{6bf}{\pi T_L}\right)^{1/2}\frac{\gamma_s^{3/2}}{\gamma}$	$1.09\left(\frac{fT_L}{\gamma_s b}\right)^{1/2}$	$\tau_{SL}=\tau_{FF}\times 0.94(1+C_{SL}\eta_{SL})$ $C_{SL}\geq 1$
	堆垛层错	$\left(\frac{\pi}{2}\right)\Delta\gamma_{SF}r$	$0.96\Delta\gamma_{SF}^{3/2}\left(\frac{fr}{T_L b^2}\right)^{1/2}$	$1.22\left(\frac{fT_L}{\Delta\gamma_{SF}r}\right)^{1/2}$	
	负时效				
	有序	$\left(\frac{\pi}{2}\right)\gamma_{APB}r$	$\frac{1}{2}\left(\frac{\gamma_{APB}}{b}\right)\left[0.96\left(\frac{\gamma_{APB}fr}{T_L}\right)^{1/2}-f\right]$	$1.22\left(\frac{fT_L}{\gamma_{APB}r}\right)^{1/2}$	
	过时效		$0.7\left(\frac{wT_L f\gamma_{APB}}{b^2 r}\right)^{1/2}$	$0.54f^{1/2}$	

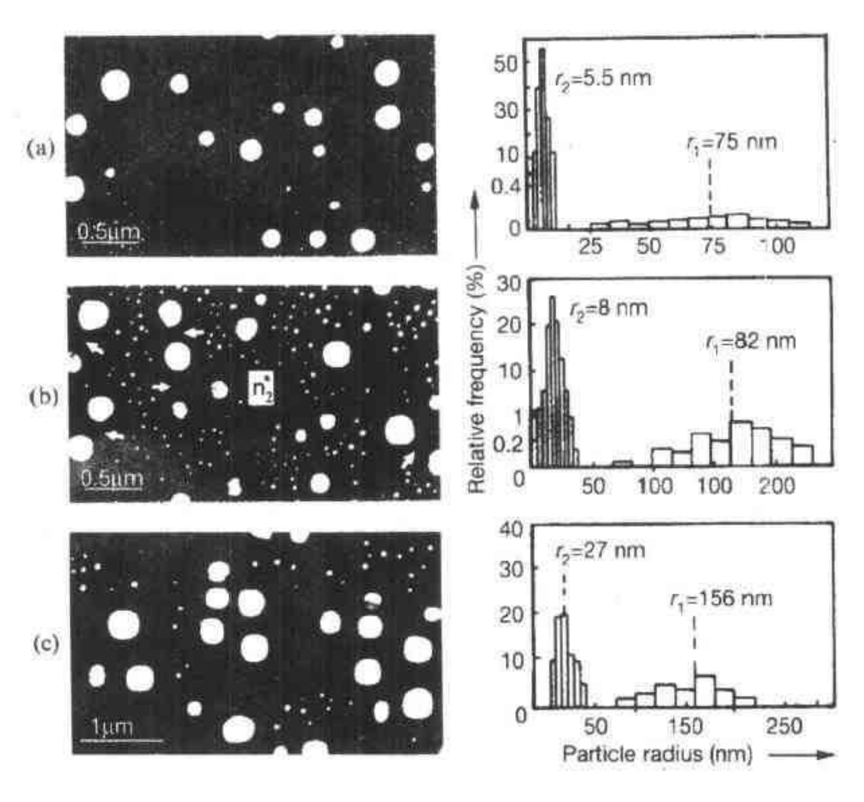


图 7-16 Nimonic PE16 二级时效后的 γ′ 复相显微组织。左图是 TEM 暗场显微照片，右图是 γ′ 尺寸分布直方图。图中给出了平均半径 r_1 和 r_2 值(Reppich 等人，1986b)

碍引起的临界分切应力增量应由 Labusch(1970)理论来描述。这样，颗粒强化加法规则的 Labusch 表达式为

$$\tau^{3/2} = \tau_1^{3/2} + \tau_2^{3/2} \tag{7-63c}$$

• p. 346 •

它在颗粒体积分数越大时保持越好，并且两种颗粒越弱，则颗粒分布越细小。

式(7-63)合适的通式为(Reppich 等，1983；Neite 等，1983)：

$$\tau^{\alpha} = \tau_1^{\alpha} + \tau_2^{\alpha} \tag{7-64}$$

式中，叠加指数 α 可以认为是实验数据分析中的一个可调参数(见下)。

对某些特殊情况，Brown 和 Ham(1971)提出了一种通用的“混合规则”：

$$\tau = c_1^{1/2}\tau_1 + c_2^{1/2}\tau_2 \tag{7-65}$$

该式按障碍物的相对浓度 c_1 和 c_2 进行了加权平均。

Brown 和 Ham(1971)把以前的叠加规则与 Foreman 和 Makin(1967)的计算机模拟结果作了比较。结果表明，线性叠加式(7-63a)的近似性不好，而且只可能用在众多弱障碍物中引入很少几个强障碍物的情况，如常称为弥散强化的在一定浓度的固溶体中引入非共格的不能剪切的沉淀相或弥散相。此时，式(7-63)能相当好地描述实验结果(Ebeling 和 Ashby，1966；Hirsch 和 Humphreys，1970)。除上面提及的特殊情况外，勾股叠加具有更大的合理性，而且当不同的障碍物具有相同的强度时，结果相当精确。因此，Lilholt(1983)提议在所有的实际中都使用式(7-63b)。除了对不同强度的障碍物外，式(7-65)中的混合规则和勾股叠加也几乎一样地精确。

局域分布的障碍物

对集中于一定区域的障碍物，Kocks(1979)对按滑动平面面积分数 V_1 和 V_2 进行滑动阻力加权平均的特殊混合规则进行了讨论，其混合规则为

$$\tau = V_1\tau_1 + V_2\tau_2 \tag{7-66}$$

然而，式(7-66)意味着，样品可以认为由流变应力为 τ_1 和 τ_2 的两“相”组成，而且每相中的实际流变应力等于滑动阻力。因而，式(7-66)中的混合规则可望用于具有典型“化合物”特征的材料，或第二相颗粒或多或少呈现局部分布的材料。

7.2.3.2 实验结果

显然，与 7.2.2 节研究得较多的单分散颗粒强化对照，关于实际晶体中两类共存颗粒强化的叠加法则这个特殊问题，仅有很少的相关实验研究。而且所得的结果颇有争议。Chellman 和 Ardell(1976)采用修正过的线性叠加规则，把测量值的一半代入式(7-63a)的 τ_1，解释了含 γ' 沉淀相的 NiAl 单晶的实验数据。Nembach 和 Chow(1978)及 Nembach 和 Neite(1985)用可以剪切的 γ' 沉淀相的双峰分布对峰值时效条件下的 Nimonic PE16 高温合金进行了分析，认为式(7-63b)的勾股加法成立。Reppich 等人对多晶 Nimonic PE16 中的“复相”γ' 颗粒的硬化进行了更为系统的研究。与上面引用的早期研究形成对比的是，式(7-63)至(7-66)的三个 CRSS 的每一个，包括 τ，τ_1 和 τ_2，都是直接从测得的屈服应力推导出来的。所需的这两类 γ' 分布的单一 CRSS，即 $\tau_1(r_1, f_1)$ 和 $\tau_2(r_2, f_2)$ 可以从与相应双峰材料具有相同半径范围(r_1，r_2)和相同体积分数范围(f_1，f_2)的呈现 γ' 颗粒单峰尺寸分布的经适当一级时效样品的实测屈服应力进行单独和准确的估算。因而，毋需对 CRSS 与 r 和 f 的关系作可疑的假设。一般说来，总的 CRSS 值 τ 是用含有两种颗粒类型的经适当等温二级时效的样品直接测定的(图 7-16)。对实验数据的详细分析揭示了以下趋势：

• p. 347 •

(1)显而易见，式(7-63)至(7-66)的加法规则中，没有一个规则能在所有研究范围内令人满意地对颗粒叠加进行描述。

(2)如果不可穿过的颗粒和差别很大的可剪切的颗粒呈随机混杂分布[图 7-16(a)，(b)]，则它们各自的CRSS 增量 τ_1 和 τ_2 与所测定的总的 CRSS 值 τ 的叠加，可由式(7-64)经验地描述。叠加指数将不再为常数，而是随较弱的细小弥散 γ' 相的颗粒半径 r_2 的增加而从 $\alpha=1$ 到 $\alpha=2$ 变化。与 Foreman 和 Makin(1967)的计算机模拟结果取得了极好的一致性。然而，必须强调，此时所观察到的小数指数是没有理论根据的。

(3)对空间上形成的依尺寸而调节的颗粒显微组织的区域性分布的 γ' 颗粒，实验数据明显倾向于遵循混合规则式(7-66)；V_1 和 V_2 为只由两种 γ' 沉淀相之一为主导的确定区域的面积分数。

然而，情况更为复杂的是 ODS 高温合金 MA6000。该合金分别从大体积分数的粗大 γ' 沉淀相($f_{\gamma'}=57\%$)和细小弥散的氧化物颗粒($f_0=3\%$)获得了巨大的强度，可以认为是一种“化合物”(图 7-17)。室温屈服应力似乎最好由修正过的混合规则式(7-66)来表示。图 7-17 中的式(7-67)的 τ_{matrix} 表示沿“弥散硬化的 NiCr 基体”的位错滑动阻力。$\tau_{\gamma'}$ 表示沿 γ' 相的滑动阻力，其中 γ' 本身又被氧化物弥散相和固溶体中的 Ti 原子硬化。

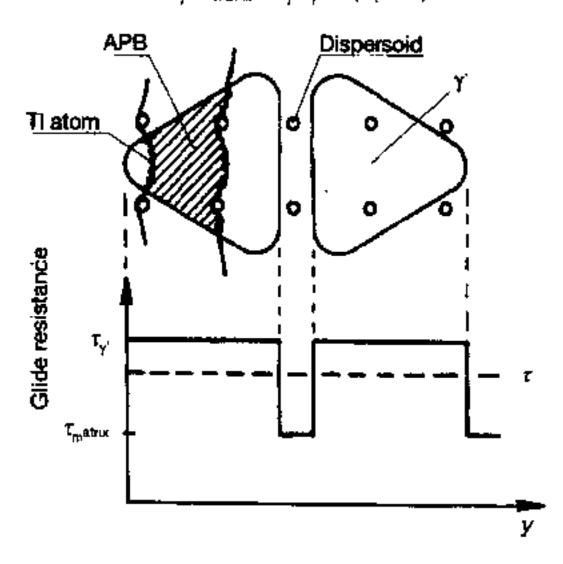


图 7-17　导致了“混合规则”行为的 ODS 合金 MA6000 滑动阻力图，见式(7-67)

• p. 348 •

7.3　高温屈服

7.3.1　阈应力概念

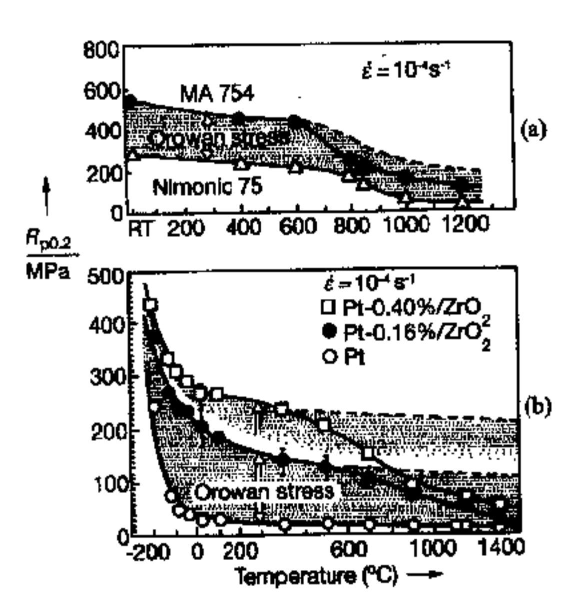


图 7-18　压缩 0.2%屈服应力与温度的关系。阴影为因氧化物弥散相导致的低温屈服应力增量，即 Orowan 应力。(a)ODS 高温合金 MA 754(Reppich 等人，1986a)；(b)Pt 基 ODS 合金(Reppich 等人，1990a)

稳定的第二相颗粒因 Friedel 切割或 Orowan 绕过机制引入了位错滑动的屈服强度或“阈应力”τ_{th}的概念。低温下，在低于τ_{th}的分应力τ的作用下，不可能产生滑动。阈应力概念首先由 Brown 和 Ham(1971)应用到了高温上。Lund 和 Nix(1976)首次把弥散硬化的 *TD* 镍铬合金(Nichrome)的阈应力解释为 Orowan 应力 τ_{OR}。另一方面，在高温下，“真实”的阈并不存在，这样的基本实验观察结果又令人迷惑不解。而材料即使在所施加的最低应力下也确实发生了蠕变(Ilschner，1973；Wilshire 和 Evans，1985)。很显然，由于低于 Orowan 应力(颗粒共格时切割应力)时发生了蠕变变形，因面这种机制已失去了其显微结构上的重要意义。因此，在与 Orowan 应力(或切割应力)同数量级的应力作用下，发生蠕变变形是不奇怪的。图 7-18 作了举例说

明，其中，含不可剪切的硬性颗粒的氧化物弥散强化（ODS）合金的屈服应力是温度的函数。低温下，详尽的分析得到了如下主要结果：(i)基体屈服应力和因颗粒而产生的屈服应力增量可用线性加法进行叠加[式(7-63a)]。(ii)所测定的因弥散相造成的屈服应力增量，$\Delta R_{p0.2}=(R_{p0.2}^{ODS}-R_{p0.2}^{MARTRIX})$，与按 TEM 测得的颗粒参数（图 7-18 阴影带）用式(7-14)所计算出的 Orowan 应力极为吻合。这表明，Orowan 机制确实控制了低温段 ODS 合金的弥散强化。然而，这种解释在高温下并不成立。从图(7-18)可以看出，高于 800℃或 1000℃时，ODS 合金和参考基体合金的屈服应力的区别约等于相应 Orowan 应力（阴影带）的 1/3 或 1/2。这显然意味着，对氧化物弥散相的克服，已发生了从滑动控制向扩散型攀移控制变化（Brown 和 Ham，1971；Blum 和 Reppich，1985）。这个结论已得到了近期结果的支持和更为严谨的说明（如图 7-19）。由于不可能得到遍及几个数量级的甚至很低的应变速率范围的高温屈服数据，只编集了 ODS Pt 基合金(a)和 γ'硬化的 Nimonic 90(b)的蠕变数据。按线性加法规则(7-63a)。已把 τ_{th}由颗粒引起的工程蠕变强度增量，由 $\sigma_{th}=\sigma-\sigma_m$ 取代（σ：所施加的总应力；σ_m：无颗粒的参考基体的蠕变强度）。正如所料，σ_{th}值与体积分数和颗粒尺寸有关。但更重要的是，σ_{th}按应变速率$\dot{\varepsilon}$呈化例递减，而且不存在真实阈值。在高$\dot{\varepsilon}$下，σ_{th}趋于明显低于 Orowan 应力[图 7-19(a)阴影带]或切割应力的恒定的值。结果（采用传统术语）。当今，τ_{th}与实现蠕变变形速率$\dot{\varepsilon}$所需的“视在”阈应力有关。根据位错运动，τ_{th}偏向于给定$\dot{\varepsilon}$（和温度）下克服第二相颗粒的屈服-流变应力的叠加。

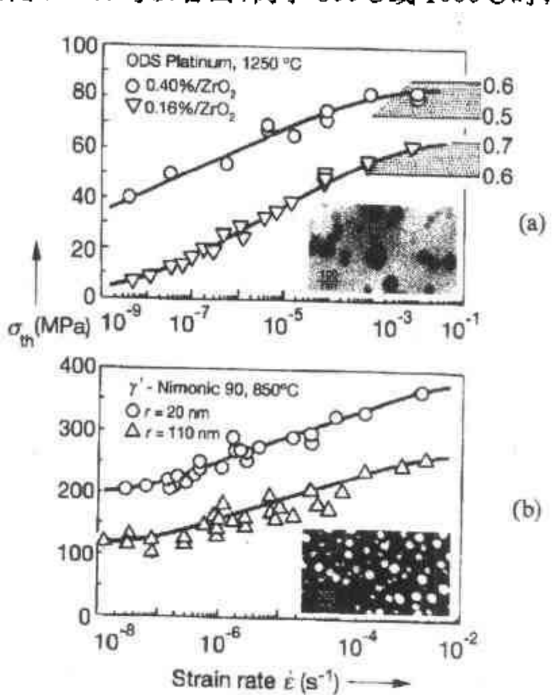


图 7-19 颗粒引起的蠕变阈应力与应变速率对数的关系。(a)Pt 基 ODS 合金；接近散点区域的数学表示以 Orowan 应力为单位的 σ_{th}；(b)γ'沉淀 Ni-基合金 Nimonic 90[Reppich 等(1990a，b；1992)]

· p. 349 ·

7.3.2 攀移阈值

已确知，高温下位错能通过攀移进行非平面运动，从而使得阻止于颗粒处的位错能凸出滑移平面而最终越过颗粒。通过攀移克服颗粒的现有理论预测出了不同的阈应力值 τ_{th}，该值对模型的假设和边界条件很敏感。图 7-20 为不同模型中出现的情况。Blum 和 Reppich(1985)对位错攀移如何导致蠕变阈应力及修正对其的影响方式进行了简单的推导。

他们还考虑了位于球形颗粒（图 7-21）赤道上向上攀移的刃型位错段。攀移量不仅导致了颗粒处的竖直位移 dz，而且也通过向前滑移 ldy 的面积而使剪切应力 τ 做功。系统的

总能量变化为

$$dE = d\int_0^l T'_L(l')dl' - \tau bl dy - \sigma_n bl_c dz - dE_{el} \tag{7-68a}$$

式(7-68a)右侧外加第一项表示位错线张力的增加,比如因位错段长度 l 增加而增加。第二项为剪应力所做的功。第三项是由 $l_c dz$($l_c<l$)面积上攀移的位错段的正应力分量 σ_n 引起的,这一项在图 7-20f 所示 dy=0 的情况下特别重要。第四项为颗粒附近位错段之间的弹性交互作用。尽管其值相对较小,但可显著影响克服颗粒过程中的关键状态,如 Orowan 机制的例子(Bacon 等,1973)。

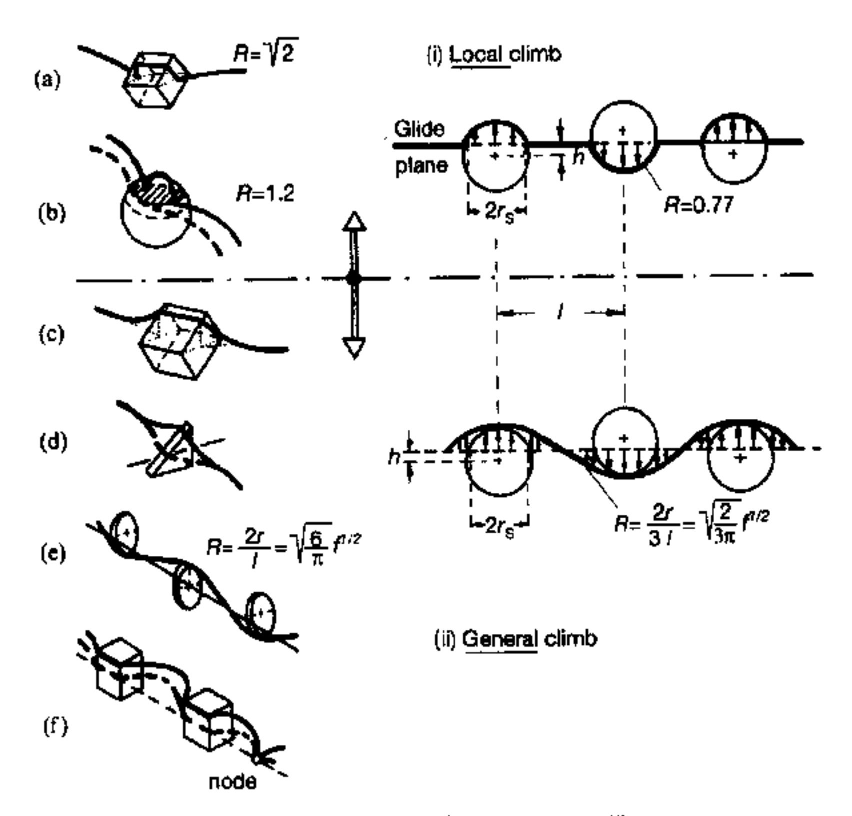


图 7 20 Blum 和 Reppich 收集的位错攀移越过第二相颗粒的模型(1985)。(a) Brown 和 Ham (1971);(b)和(e)Shewfelt 和 Brown(1977),Stevens 和 Flewitt(1981),(c) Lagneborg(1973);(d)和(e)Haußelt 和 Nix(1977),(f)Evans 和 Knowles(1980),(i)和(ii)Arzt 和 Ashby(1982)

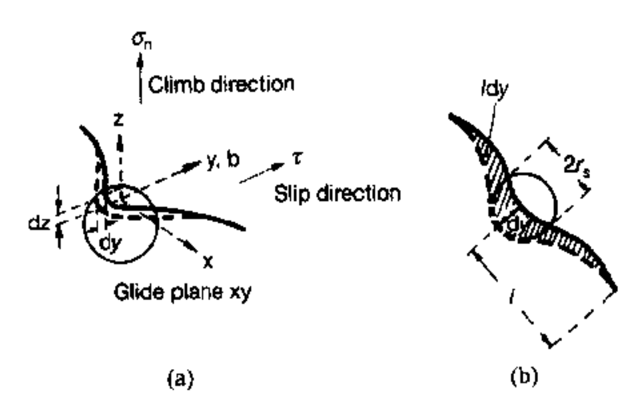


图 7-21 (a)刃位错攀移越过球形颗粒;(b)俯视图;也参见图 7-20

早期的攀移模型忽略了最后两项。且假设线张力为常数并等于位错上的 T_L，则式(7-68a)可简化为

• p. 350 •

$$dE = T_L dl - \tau bl dy \tag{7-68b}$$

只要 $dE/dy \leq 0$，就会发生攀移。屈服应力，即攀移克服颗粒的临界应力（标识 c），依据条件 $(dE/dy)_{max}=0$，有

$$\tau_c = \left(\frac{2T_L}{bl}\right)\frac{R}{2} \tag{7-69}$$

重要参数

$$R = \left(\frac{dl}{dy}\right)_{max} \tag{7-70}$$

又称为攀移阻力(Arzt 和 Ashby，1982)，表示位错段攀移越过颗粒时位错线长度的增长速率。

• p. 351 •

文献中，常常令滑动位错段的长度等于式(7-8)表示的平均平面四方点阵颗粒间距 $L=[2\pi/(3f)]^{1/2}r$ 来近似计算 τ_c。因而，τ_c 可用经典 Orowan 应力 $2T_L/(bL)$ 为单位，写为

$$\frac{\tau_c}{[2T_L/(bL)]} = \frac{R}{2} \tag{7-71}$$

然而，弱障碍物的 Friedel 间距 l_F 是 l 的更为合适的选择。因为一般说来，位错线上的颗粒间距大于平均平面间距，并且由作用于攀移位错段上的力决定。最大力的平均值 F_m 可由屈服应力给出，为 $\tau_c bl_F$。插入式(7-2)并结合式(7-69)，得到

$$\frac{\tau_c}{[2T_L/(bL)]} = \left(\frac{R}{2}\right)^{3/2} \tag{7-72}$$

当 $0.5R<1$ 时，用式(7-72)计算的 τ_c 值比用式(7-71)计算的小。

式(7-71)和(7-72)表征了以攀移克服所有颗粒为条件的屈服。然而，这种条件太苛刻而不现实，因为颗粒间距呈统计分布，位错能找到"门"通过颗粒结构。在室温屈服模型中已确立了统计观点(见 7.2.1.1 节)。Arzt 和 Ashby(1982)在对高温屈服的分析中应用了这些观点。Blum 和 Reppich(1985)对 Arzt 和 Ashby(1982)的方法做了改进，并采用了更为恰当的 Friedel 近似(式 7-2)，得出式(7-72)必须由下式取代：

$$\frac{\tau_{th,c}}{[2T_L/(bL)]} = \frac{R^{3/2}}{(2\sqrt{2} + R^{3/2})} \tag{7-73}$$

图 7-22 表明，受攀移控制的克服颗粒的阈应力是按式(7-71)—(7-73)以及 Arzt 和 Ashby(1982)的各种近似法算出的攀移阻力的函数。可以看出，l 的 Friedel 近似在攀移阻力小时极为重要，而当 $R>1$ 时，攀移统计的影响就只是基本的了。换言之，R 值小时，位错一个一个地克服颗粒。Blum 和 Reppich(1985)综合了两个修正式，导出了阈的最低值。$R=2$ 是最大的可能值；此时攀移阈应力达到经典处理(有或没有 Friedel 修正)和细化处理的 Orowan 应力。理由是细化处理降低了阈应力值[从 1 降到了 0.5，单位为$2T_L/(bL)$]和 Orowan 应力[由于颗粒排列的随机性，从 1 变到 0.8；由于随机性和式(7-68a)的交互作用项 dE_d，又降到 0.53，见式(7-14)]。

7.3.3 攀移模型

下面的问题是对攀移阻力 R 进行评估。图 7-20(a—f)的各种模型可以分为两类：局部攀移和总体攀移[图 7-20(i)和 7-20(ii)]。

• p. 352 •

7.3.3.1 *局部攀移*

Brown 和 Ham(1971)提出了一种模型，后来 Shewfelt 和 Brown(1977)及 Stevens 和 Flewilt(1983)在假定位错只在颗粒-基体界面攀移，而颗粒间的位错段仍保留在滑移平面的基础上，对它进行了修改。这些模型导出了只与颗粒形状有关的 R 常数。对 Brown 和 Ham 考虑过的立方体颗粒[图 7-20(a)]，$R=\sqrt{2}$。对于半径为 r 的球形颗粒的 R 平均值的粗略估算，可以从达到赤道平面上和攀移到颗粒顶部的位错段线长的增长 $\Delta l/\Delta y=2r(0.5\pi-1)/r=1.2$计算出来。更为细致的处理(考虑到了颗粒交截的滑移平面的统计学)(Shewfelt 和 Brown，1977)和颗粒比强度(Dorn 等，1969)得到的略微小一些的 R 值($R=0.77$)，是合理的估计(Arzt 和 Ashby，1982)。

7.3.3.2 *总体滑移*

Lagneborg 首先指出，离开颗粒界面的位错线上出现尖锐的弯曲(转弯)是不现实的。而线张力会使位错通过攀移离开颗粒界面。和局部攀移比较，总体攀移的 R 值大为减小。而且，R 不再为常数，而是与体积分数有关，并按 $f^{\frac{1}{2}}$变化。如果位错具有图 7-20(e)所示的弯曲形状，则 R 取得最低值。当位错向前移动 $\Delta y=r$ 时，线长增加了 $\Delta l=l\{[1-(2r/l)^2]^{1/2}-1\}\approx(2r)^2/l$。因而，攀移阻力 τ 用 $R=2r/l=(6\pi)^{1/2}f^{1/2}$近似地计算。对 1—10%之间的体积分数，$R$ 从 0.14 变化到 0.45。Arzt 和 Ashby 考虑 Shewfelt 和 Brown 平均化过程后所做的细化处理，把 R 值降低到了上述估计值的 1/3。因而，当 $1\%<f<10\%$时，有 $0.047<R<0.14$，见图 7-22。

• p. 353 •

Blum 和 Reppich(1985)用图 7-22 所示的模型，把 R 值转换成了 τ_{th}值。局部攀移和总体攀移范围($1\%<f<10\%$)，分别如阴影带所示。这些阴影带与相应的 $\tau_{th,c}$曲线的交截，导致了相应的阈应力。上面讨论的对 R 和 $\tau_{th,c}$的各种修正，都降低了局部攀移的阈应力[单位为 $2T_L/(bL)$]，即从 Brown 和 Ham 的 0.60 然后降到 0.32(Shewfelt 和 Brown)和 $R=0.28$(Arzt 和 Ashby)，并继而降到 Blum 和 Reppich(1985)导出的$\frac{\tau_{th}}{[2T_L/(bL)]}\approx0.2$。然而，这不是真正的阈值，因为当应力降低时，攀移会变得越来越少地局域化。总体攀移明显地使 R 值降低，结果，阈应力值降低了一个数量级以上，降到了

$$0.004<\tau_{th}/[2T_L/(bL)]<0.02,\text{对 } 1\%<f<10\%$$

尽管这是真实的阈值(由晶界间空位流控制的扩散蠕变没有考虑)，但和 Orowan 应力相比还是较低的，因而，远远低于大量的实验数据(比较图 7-19)。

7.3.4 界面钉扎

Srolowitz 等人提出了导致阈应力较高的有趣新观点，认为滑移的颗粒-基体界面假设

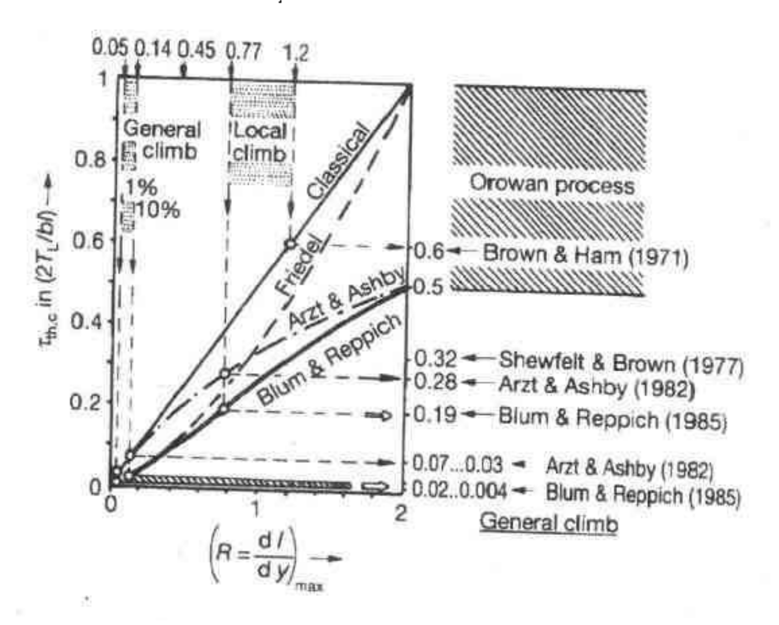
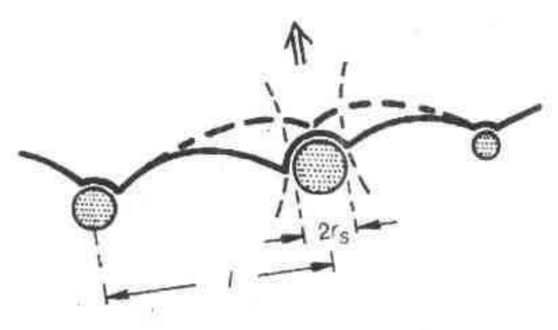


图 7-22　越过颗粒的攀移阈应力 $\tau_{th,c}$是攀移阻力 R 的函数(Blum 和 Reppich，1985)

比迄今为止作为所有理论基础的"共格"界面假设更为合理。Srolowitz 等人基本的分析结果是：如果界面自由滑移，则在位错和非共格的颗粒界面之间存在吸引交互作用。这种吸引力引起颗粒附近的位错段在颗粒界面内的长度达到了最大。即使滑移平面高于或低于颗粒的位错也被吸引，且经过攀移和滑移运动后可能在界面处终止。首先是 Nardone 和 Tien(1983)，后来是 Schroder 和 Arzt(1985)观察到，ODS 高温合金 MA754 和 MA6000 中的位错的确被钉扎在氧化物颗粒的脱离面，如图 7-23 所示。这表明，位错和颗粒界面之间确实存在吸引交互作用。因而，阈应力是使位错脱离界面钉扎所需的力。Herrick 等人(1988)用类似的方法在他们最近的更为定量化的研究中报道了新的结果。从显微照片显而易见，位错与其攀移过的颗粒仍然结合在一起。



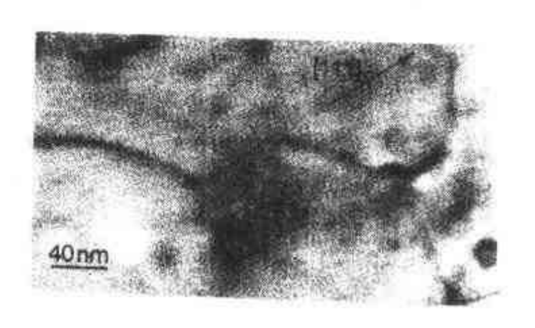


图 7-23　因不共格颗粒和位错间的吸引交互作用造成界面钉扎。(a) 脱离瞬间的临界位错组态示意图(Blum 和 Reppich，1985)；(b) MA6000 的 TEM 显微照片(Stiele，1991)

• p. 354 •

Blum 和 Reppich(1985)对位错脱离应力进行了首次粗略地估算。他们的估算基于这种思想，即位错-颗粒的吸引交互作用的物理起因是位于界面内的位错线张力比基体的 T_L 有所降低。在极端情况下，界面内的位错线消失。换言之，颗粒界面中的位错线的线能量为零。此时，问题不是攀移过程中新的位错长度的形成，而是脱离钉扎过程中长度为 $s \leq \pi r_s$ 和线能量为 T_L 的新位错段的重新形成

(图 7-23)。这种情况除表示脱离钉扎的项$(dl/dy)_{max}$外，与局部攀移的情形相当类似。因而，Blum 和 Reppich 对取决于颗粒-基体界面性质和界面滑移能力的脱离钉扎的阈应力，采用一级近似作了估算。该阈值的最大值与局部攀移同一数量级，即

$$\frac{\tau_{th}}{[2T_L/(bL)]} \leq 0.3 \sim 0.2 \tag{7-74}$$

Arzt 和其合作者近来在一系列文章中采用 Srolowitz 等人(1984)的基本思想，在强的点障碍近似范围内，更为详细地处理界面钉扎问题。正如 Blum 和 Reppich(1985)提出的，Arzt 和 Wilkinson(1986)在他们的能量分析中对存在于或接近于颗粒表面上的位错线段赋予了较低的线张力 T_p，

$$T_p = kT_L \tag{7-75}$$

参数 $k(0<k<1)$可以认为是"松弛因子"。当 $k=1$ 时，不存在吸引交互作用，所得到的脱离阈值(标识"d")为

$$\frac{\tau_d}{[2T_L/(bL)]} = (1-k^2)^{1/2} \tag{7-76}$$

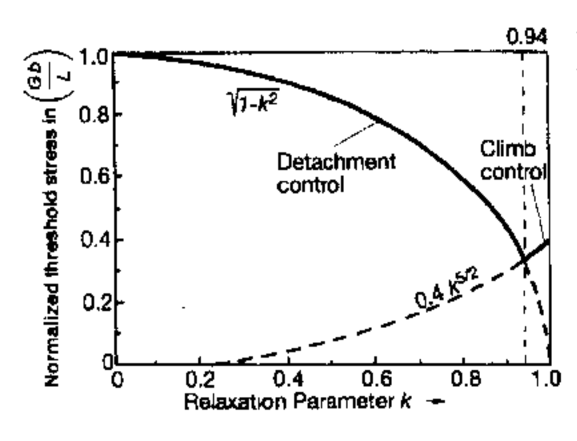


图 7-24 局部攀移和脱离的归一化阈应力与松弛参数 k 的关系(Arzt 和 Wilkinson，1986)

Arzt 和 Wilkinson 把 τ_d 和局部攀移的阈值，作者算得的 $\tau_{th}=0.4k^{5/2}[2T_L/(bL)]$作了比较(图 7-24)。对 $k=1$，τ_{th}等于 0.4 $[2T_L/(bL)]$，接近于 Shewfelt 和 Brown (1977)的估算，但为 Blum 和 Reppich (1985)更为合适的值的 2 倍(图 7-22)。然而，位错绕过(由攀移和随后脱离的一系列过程组成)的综合阈应力只是图 7-24 中所示的两个应力中的最大值。由位错绕过变为脱离控制的临界 k 值为 0.94。换言之，相应于位错线张量的 6%的松弛量，界面钉扎只需很小的吸引交互作用。

• p. 355 •

Rosler 和 Arzt(1988)通过假定非共格颗粒附近的位错线形状由攀移位错线上空位的恒定化学势条件决定，对具有脱离阈值的总体攀移和局部攀移的结合动力学作了讨论。分析表明

(i)在攀移过程的某些部位，吸引交互作用使局部攀移稳定化，因而不再需要以低于 Orowan 应力的局部攀移作为前提条件。

(ii)位错脱离可以热激活。远远低于式(7-76)给出的"无热"阈应力 τ_d 的位错蠕变是可能的。Rosler 和 Arzt 的结果为

$$\frac{\tau_{th}(\dot{\varepsilon},T)}{\tau_d} = 1 - \left[\frac{k_B T \ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}}\right)}{Gb^2 r}\right]^{2/3} \frac{1}{(1-k)} \tag{7-77}$$

参考应变速率为 $\dot{\varepsilon}_0=3D_V L_p \rho/b$，$D_V$ 为体积扩散系数，k_B 为玻尔兹曼常量，T 为绝对温度，ρ 为可动位错的密度。Arzt 等人的方法的明显缺点是，松弛因子 k 不是从第一个原理来建

立模型的，而只是作为一个可调的参数引入的。

最近对弥散强化高温合金、两种铝合金和多孔强化钨的蠕变数据进行拟合，得到 k 值在 0.74—0.95 之间(Rosler 和 Arzt，1990)，与从图 7-24 推出的上述结论一致。图 7-19(a)中所示的结果对 $\dot{\varepsilon}$ 和颗粒尺寸的函数相关性在量化上与式(7-77)的预测值一致。然而，详细分析表明，图 7-19 中的实验数据点与 Rosler 和 Arzt 的模型之间存在很大的偏差(Heilmaier 等，1992)。然而，界面钉扎可望用来解释含有硬性的不可穿透颗粒的合金体系的阈行为。

7.4 参考文献

Ardell, A. J., Munjal, V., Chellman, D. J. (1976), *Met. Trans. 7 A*, 1263.

Ardell, A. J. (1985), *Met. Trans. 16 A*, 2131.

Arzt, E., Ashby, M. F. (1982), *Scripta Met. 16*, 1285.

Arzt, E., Wilkinson, D. S. (1986), *Acta Met. 34*, 1893.

Ashby, M. (1969), in: *Physics of Strength and Plasticity*. Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, USA: MIT Press, p. 113.

Bacon, D. J., Kocks, U. F., Scattergood, R. O. (1973), *Phil. Mag. 28*, 1241.

Blum, W., Reppich, B. (1985), in: *Progress in Creep and Fracture*, Vol. 3. Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 83–135.

Brown, G. G., Whiteman, J. A. (1969), *J. Aust. Inst. Met. 14*, 217.

Brown, L. M., Ham, R. K. (1971), in: *Strengthening Methods in Crystals*. Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science Publishers Ltd., pp. 9–135.

Castagné, J. L. (1966), *J. Phys. (France) 27 C3*, 233.

Castagné, J. L., Lecroisey, F., Pinea, A. (1968), *C. R. Acad. Sci., Paris, 226*, 510.

Chaturvedi, M. C., Lloyd, D. J. (1976), *Met. Sci. J. 10*, 373.

Chaturvedi, M. C., Chung, D. W. (1981), *Met. Trans. 12 A*, 77.

Chellman, D. J., Ardell, A. J. (1976), in: *Proc. 4th ICSMA*, Vol. 1. Nancy: Laboratoire de Physique du Solid, Ecole Nationale Superieure de la Metallurgie et de l'Industrie des Mines (Ed.). Nancy, pp. 219–223.

Cockayne, D. J. H., Jenkins, M. L., Ray, I. I. (1971), *Phil. Mag. 24*, 1383.

Dawance, M. M., Ben Israel, P. M., Fine, M. E. (1964), *Acta Met. 12*, 705.

Dorn, J. E., Guyot, R., Stefansky, T. (1969), in: *Physics of Strength and Plasticity*. Argon, A. S. (Ed.). Cambridge, USA: MIT Press, p. 133.

Ebeling, R., Ashby, M. F. (1966), *Phil. Mag. 13*, 805.

Evans, H. E., Knowles, G. (1980), *Met. Sci. 14*, 262.

Fleischer, R. L., Hibbard, W. R. (1963), in: *N.P.L. Symposium on the Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals*. London: Her Majesty's Stationery Office, p. 261.

Foreman, A. J. E., Makin, M. J. (1966), *Phil. Mag. 14*, 911.

Foreman, A. J. E., Makin, M. J. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 511.

Foreman, A. J. E., Hirsch, P. B., Humphreys, F. J. (1970), in: *Fundamental Aspects of Dislocation Theory*, Vol. 2. Simmons, J. A., de Witt, R., Bullough, R. (Eds.). Washington: N.B.S. pub. no. 317, p. 1083.

Friedel, J. (1956), in: *Les Dislocations*. Paris: Gauthiers-Villars, p. 205.

Friedel, J. (1964), in: *Dislocations*. Oxford: Pergamon Press, p. 225.

Gerold, V., Haberkorn, H. (1966), *Phys. Stat. Sol. 16*, 675.

Gerold, V. (1968), *Acta Met. 16*, 823.

Gerold, V., Hartmann, K. (1968), *Trans. Jpn. Inst. Met. 9*, Supplement, 509.

Gerold, V. (1974), *Trans. Indian Inst. Met. 27*, 317.

Gerold, V. (1979), in: *Dislocations in Solids*, Vol. 4. Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland Publishing Company, pp. 219–260.

Gerold, V., Pham, H. M. (1980), *Z. Metallkd. 71*, 286.

Gleiter, H., Hornbogen, E. (1965 a), *Phys. Stat. Sol. 12*, 235.

Gleiter, H., Hornbogen, E. (1965 b), *Phys. Stat. Sol. 12*, 251.

Gleiter, H. (1967 a), *Acta Met. 15*, 1213.

Gleiter, H. (1967 b), *Acta Met. 15*, 1223.

Gleiter, H. (1967 c), *Z. Angew. Physik 23*, 108.

Goodrum, J. W., Le Fevre, B. G. (1977), *Met. Trans. 8 A*, 939.

Greggi, J., Soffa, W. A. (1979), in: *Proc. 5th ICSMA*, Vol. 1. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 651–656.

Gröhlich, M., Haasen, P., Frommeyer, G. (1982), *Scripta Met. 16*, 367–370.

Haasen, P. (1977), *Comtemp. Phys. 18*, 373.

Haasen, P., Labusch, R. (1979), in: *Proc. 5th ICSMA*, Vol. 1. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 639–643.

Hanson, K., Morris, J. W. (1975 a), *J. Appl. Phys. 46*, 983.

Hanson, K., Morris, J. W. (1975 b), *J. Appl. Phys. 46*, 2378.

Harkness, S. D., Hren, J. J. (1970), *Met. Trans. 1*, 43.

Haußelt, J. H., Nix, W. D. (1977), *Acta Met. 25*, 1491.

Heilmaier, M., Schlegl, M., Reppich, B. (1992), *Proc. Annu. Metg. Deutsche Gesellschaft f. Materialk.*, Hamburg, Germany: DGM e.V., p. 162.

Herrick, R. S., Weertman, J. R., Petkovic-Luton, R., Luton, M. J. (1988), *Scripta, Met. 22*, 1879.

Hirsch, P. B., Humphreys, F. J. (1970), *Proc. Roy. Soc. London*, Ser. A *318*, 45.

Hirsch, P. B., Kelly, A. (1965), *Phil. Mag. 12*, 881.

Hüther, W., Reppich, B. (1978), *Z. Metallkd. 69*, 628.

Hüther, W., Reppich, B. (1979), *Mater. Sci. Eng. 39*, 247.

Ibrahim, I. A., Ardell, A. J. (1978), *Mater. Sci. Eng. 36*, 139.

Ilschner, B. (1973), *Hochtemperatur-Plastizität*. Berlin: Springer.

Jack, D. H., Honeycombe, W. K. (1972), *Acta Met. 20*, 787.

Jansson, B., Melander, A. (1978), *Scripta Met. 12*, 497.

Kelly, A., Fine, M. E. (1957), *Acta Met. 5*, 365.

Kelly, A., Nicholson, R. B. (1963), *Progr. Mater. Sci. 10*, 151.

Knoch, H., Reppich, B. (1975), *Acta Met. 23*, 1061.

Knowles, G., Kelly, P. M. (1971), in: *Effect of Second-Phase Particles on the Mechanical Properties of Steel*. London: The Iron and Steel Institute, p. 9.

Kocks, U. F. (1966), *Phil. Mag. 13*, 541.
Kocks, U. F. (1967), *Can. J. Phys. 45*, 737.
Kocks, U. F. (1977), *Mater. Sci. Eng. 27*, 291.
Kocks, U. F. (1979), in: *Proc. 5th ICSMA*, Vol. 3. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1661–1680.
Koppenaal, T. J., Kuhlmann-Wilsdorf, D. (1964), *J. Appl. Phys. Lett. 4*, 59.
Labusch, R. (1970), *Phys. Stat. Sol. 41*, 659.
Lagneborg, R. (1973), *Scripta Met. 7*, 605.
Lendvai, J., Gudladt, H. J., Wunderlich, W., Gerold, V. (1989), *Z. Metallkd. 80*, 316.
Lilholt, H. (1983), in: *Proc. 4th Riso Int. Symp. on Metallurgy and Materials Science*. Bilde-Sorenson, J. B., Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde, Denmark: Riso National Laboratories, pp. 381–392.
Livingston, J. D. (1959), *Trans. AIME 215*, 566.
Louat, N. (1979), in: *Proc. 5th ICSMA*, Vol. 2. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 941–946.
Lund, R. W., Nix, W. D. (1976), *Acta Met. 24*, 469.
Martens, V., Nembach, E. (1975), *Acta Met. 23*, 149.
Melander, A., Persson, P. A. (1978), *Acta Met. 26*, 267.
Morris, J. W., Klahn, D. H. (1974), *J. Appl. Phys. 45*, 2027.
Munjal, V., Ardell, A. J. (1975), *Acta Met. 23*, 513.
Nabarro, F. R. N. (1972), *J. Less Common Met. 28*, 257.
Nardone, V. C., Tien, J. K. (1983), *Scripta Met. 17*, 467.
Neite, G., Sieve, M., Mrotzek, M., Nembach, E. (1983), in: *Proc. 4th Riso Int. Symp. on Metallurgy and Materials Science*. Bilde-Sorenson, J. B., Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde, Denmark: Riso National Laboratories, p. 447–451.
Nembach, E., Chow, C. (1978), *Mater. Sci. Eng. 36*, 271.
Nembach, E. (1983), *Phys. Stat. Sol. (A) 78*, 571.
Nembach, E. (1984), *Scripta Met. 18*, 105.
Nembach, E., Neite, G. (1985), in: *Progress in Materials Science*, Vol. 29. Christian, J. W., Haasen, P., Massalski, T. B. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 177–319.
Nembach, E., Suzuki, K., Ichihara, M., Takeuchi, S. (1988), *Mater. Sci. Eng. A 101*, 109.
Noble, B., Harris, S. J., Dinsdale, K. (1982), *Met. Sci. 16*, 425.
Orowan, E. (1948), in: *Symp. on Internal Stresses in Metals and Alloys, Session III Discussion*. London: Institute of Metals, p. 451.
Phillips, V. A. (1966), *Acta Met. 14*, 1533.
Pineau, A., Lecroisey, F., Castagné, J. L. (1969), *Acta Met. 17*, 905.
Raynor, D., Silcock, J. M. (1970), *Met. Sci. 4*, 121.
Rembges, M., Haasen, P., Schulz, Z. (1976), *Z. Metallkd. 67*, 330.
Reppich, B. (1975), *Acta Met. 23*, 1055.
Reppich, B. (1982), *Acta Met. 30*, 87.
Reppich, B., Schepp, P., Wehner, G. (1982), *Acta Met. 30*, 95.
Reppich, B., Kühlein, W., Pillhöfer, H. (1983), *Proc. Annual Meeting Deutsche Gesellsch. f. Metallkd.* Erlangen, Germany: DGM e.V., p. 38.
Reppich, B., Listl, W., Meyer, T. (1986a), in: *Proc. Conf. High Temperature Alloys for Gas Turbines and Other Applications*. Betz et al. (Eds.). Dordrecht, Belgium: D. Reidel Publ. Comp., pp. 1023–1035.
Reppich, B., Kühlein, W., Meyer, G., Puppel, D., Schumann, G. (1986b), *Mater. Sci. Eng. 83*, 45.
Reppich, B. (1989), in: *Festigkeit und Verformung bei hoher Temperatur*. Schneider, K. (Ed.). Oberursel, Germany: DGM Informationsgesellschaft, pp. 139–163.
Reppich, B., Brungs, F., Hümmer, G., Schmidt, H. (1990a), in: *Proc. 4th Int. Conf. Creep and Fracture of Eng. Mater. and Structures*. Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 141–158.
Reppich, B., Heilmaier, M., Liebig, K., Schumann, G., Stein, K. D., Woller, T. (1990b), *Steel Res. 6*, 251.
Reppich, B., Drüeke, K., Heilmaier, M., Schumann, G., Stein, K. D., Woller, T. (1992), in preparation.
Rösler, J., Arzt, E. (1988a), *Acta Met. 36*, 1043.
Rösler, J., Arzt, E. (1988b), *Acta Met. 36*, 1053.
Rösler, J., Arzt, E. (1990), *Acta Met. 38*, 671.
Russell, K. C., Brown, L. M. (1972), *Acta Met. 20*, 969.
Scattergood, R. O., Bacon, D. J. (1975), *Phil. Mag. 31*, 179.
Schröder, J. H., Arzt, E. (1985), *Scripta Met. 19*, 1129.
Schwarz, R. B., Labusch, R. (1978), *J. Appl. Phys. 49*, 5174.
Shewfelt, R. S., Brown, L. M. (1977), *Phil. Mag. 35*, 945.
Singhal, L. K., Martin, J. W. (1968), *Acta Met. 16*, 947.
Smith, I. O., White, M. G. (1976), *Met. Trans. 7A*, 293.
Srolowitz, D. J., Luton, M. J., Petkovic-Luton, R., Barnett, D. M., Nix, W. D. (1984), *Acta Met. 32*, 1079.
Stevens, R. A., Flewitt, P. E. J. (1981), *Acta Met. 29*, 867.
Stiele, H. (1991), *Diploma Thesis*, Univ. Erlangen-Nürnberg.
Taillard, R., Pineau, A. (1982), *Mater. Sci. Eng. 56*, 219.
Thompson, A. W., Brooks, J. A. (1982), *Acta Met. 30*, 2197.
Travina, N. T., Nosova, G. I. (1970), *Phys. Met. Metallogr. 29 (3)* 119.
Weeks, R. W., Pati, S. R., Ashby, M. F., Barrand, P. (1969), *Acta Met. 17*, 1403.

Wilm, A. (1911), *Metallurgie 8*, 225.
Wilshire, B., Evans, R. W. (1990), *Proc. 4th Int. Conf. Creep and Fracture of Eng. Mater and Structures*. London: The Institute of Metals.

一般阅读资料

Ardell, A. J. (1985), *Met. Trans. 16 A*, 2131.
Blum, W., Reppich, B. (1985), in: *Progress in Creep and Fracture*, Vol. 3. Wilshire, B., Evans, R. W (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 83–135.
Brown, L. M., Ham, R. K. (1971), in: *Strengthening Methods in Crystals*. Kelly, A., Nicholson, R. B. (Eds.). London: Applied Science Publishers Ltd., pp. 9–135.
Gerold, V. (1979), in: *Dislocations in Solids*. Vol. 4. Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland Publishing Company, pp. 219–260.
Haasen, P. (1977), *Comtemp. Phys. 18*, 373.
Kocks, U. F. (1977), *Mater. Sci. Eng. 27*, 291.
Lilholt, H. (1983), in: *Proc. 4th Riso Int. Symp. on Metallurgy and Materials Science*. Bilde-Sorenson, J. B., Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde, Denmark: Riso National Laboratories, pp. 381–392.
Nembach, E., Neite, G. (1985), in: *Progress in Materials Science*. Vol. 29. Christian, J. W., Haasen, P., Massalski, T. B. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 177–319.

8　晶体的高温变形和蠕变

Wolfgang　Blum

Institut für Werkstoffwissenschaften, Lehrstuhl I,

Universität Erlangen-Nürnberg, Federal Republic of Germany

（张宏伟译　韩雅芳校）

目录

符号与缩语表

a	硬区(亚晶界)宽度
a_g	玻璃态相界宽度
Δa	工作激活面积
Δa_s	软区激活面积
Δa_h	硬区激活面积
A, A'	数值常数
b	伯格斯矢量的大小
B	比例因子
c_1—c_{17}	常数
C_{ik}	弹性常数
d_g	晶粒尺寸
d_{sl}	滑移线的长度
D	扩散系数
D_v	体扩散系数
D_{GB}	晶界扩散系数
$E_l^m(\cdots)$	表达 S_l^m 变化的函数
f_s	软区体积分数
f_h	硬区体积分数
f_m	$\dot{\varepsilon}_{f,h}$与 $\dot{\varepsilon}_m$ 间的匹配因子
f_{sub}	含亚晶材料的体积分数
F	循环加载的蠕变加速因子,力
$F(\cdots)$	表达变形动力学的函数
G	试验温度下的弹性剪切模量
k_B	玻尔兹曼常量
k_{rel}	颗粒上位错线能量的松弛因子
l, l_0	瞬时试样长度,初始试样长度
l_b	单位亚晶界面积上亚晶界位错长度的倒数

L^+ 位错滑移距离

m 有效应力指数

n, n_0, n_{min} 应力指数

p 应力指数[式(8-25)]

P_i 材料参数

q 应力指数[式(8-31)]

Q 激活能

r 弥散颗粒的半径

R 循环变形的应力比

s 亚晶界内的位错间距

S, S_0 瞬时试样横截面积,初始试样横截面积

$S_i^{\perp}$ 位错结构参数

S_k^R 除位错结构之外的显微组织参数

S_l^m 显微组织参数

t 时间

t_l 寿命

T 温度

T_m 熔点

v 位错速度

v_{mob} 可动位错速度

$v_{f,s}$ 软区独立位错速度

$v_{f,h}$ 硬区独立位错速度

v_m 亚晶界迁移速度

V 体积

V_a 表观激活体积

w 亚晶粒尺寸

α 与位错间距及非热应力分量相关的位错交互作用常量

γ 剪切应变

γ_{SF} 堆垛层错能

δ 晶界宽度

ϵ 单轴(塑性、拉伸或压缩)应变

ϵ_l 蠕变寿命终点的应变

ϵ_f 由独立位错引起的塑性应变

$\epsilon_{f,s}$ 由软区独立位错引起的局部塑性应变

$\epsilon_{f,h}$ 由硬区独立位错引起的局部塑性应变

ϵ_0 应力降低点的应变

$\dot{\epsilon}$ 塑性应变速率

$\dot{\epsilon}_f$ 由独立位错引起的塑性应变速率

$\dot{\varepsilon}_m$ 由亚晶界迁移引起的塑性应变速率

$\dot{\varepsilon}_{min}$ 最小蠕变速率

$\dot{\varepsilon}_{cyc}$ 循环蠕变的平均速率

$\dot{\varepsilon}'_{cyc}$ 循环蠕变的预期平均速率

$\dot{\varepsilon}_0$ 应力降低前的蠕变速率

η 玻璃态界相的粘度

Θ 恒应变速率下的加工硬化速率

Θ^{creep} 恒应力下的加工硬化速率

Θ_{mis} 亚晶粒位向错配度

ρ 位错密度

ρ^{mob} 可动位错密度

ρ_{tot} 总位错密度

ρ_{extr} 最小变形抗力点的位错密度

ρ_f 亚晶粒内的独立位错密度

ρ_b 亚晶界位错密度(单位总体积上的长度)

σ 单轴(拉伸或压缩)名义应力

σ^* 有效应力

σ_s^* 软区有效应力

$\sigma_\perp^*$ 由位错引起的热应力分量

σ_{sol}^* 由于固溶原子拖曳引起的有效应力

$\sigma_{crit,1}^*$ 气团形成所需的临界有效应力

$\sigma_{crit,2}$ 原子脱开所需的临界有效应力

σ_G 非热应力

$\sigma_{G,f}$ 由独立位错引起的非热应力

$\sigma_{G,b}$ 由硬区(亚晶界)引起的非热长程背应力

$\sigma_{G,p}$ 由颗粒引起的非热应力

σ_s 软区的局部应力

σ_h 硬区的局部应力

σ_0 回复前的应力

τ 分切应力

τ_G 非热剪切应力分量

$\tau_{G,f}$ 由独立位错引起的非热剪切应力

Φ Schmid 因子或 Taylor 因子的倒数

Ω 原子体积

CERT 恒延伸率试验

TEM 透射电子显微镜

· p. 363 ·

8.1 引　　言

作为产品零件的每一种工程材料都有一个有限的使用寿命。在其寿命期内，它经历一次或多次塑性变形。这种塑性变形由构件在成形过程中以及在使用过程中受外力作用而产生。一种理想的材料在成形过程中应具有低的变形抗力，而在使用时应具有高的变形抗力。通过反复试验，已经累积了大量知识，能够生产具有给定形状的对变形和断裂抗力高的零件。随着材料的不断改进和高性能新材料的出现，控制塑性变形的研究工作永无止境。如果有可能依据材料的显微组织特征计算出材料受力时的塑性变形，就能达到控制塑性变形的目的。这要求掌握在给定温度下变形的基本参数、材料的参数与显微组织之间关系的基本规律。变形参数包括应力（通常为单轴）σ，温度 T，（真实）塑性变形 ε，塑性变形速率 $\dot{\varepsilon}=\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}t$（$t$：时间）。相关的材料参数 P_i 包括熔点 T_m、弹性常数 C_{jk}、热膨胀系数、堆垛层错能 γ_{SF} 等。显微组织取决于一系列对塑性变形和断裂而言具有重要性的参数。由于位错是塑性变形的主要承担者，因此把位错结构参数与其余表示晶粒结构、相结构等的显微组织参数区分开来。本构定律的通式（Mecking 和 Kocks，1981；Frost 和 Ashby，1982）为

$$F(\dot{\varepsilon},\sigma,T,P_i,S_j^{\perp},S_K^{R}) = 0 \qquad i,j,k = 1,2,\cdots \tag{8-1}$$

$$E_l^{m}(\dot{S}_l^{m},\dot{\varepsilon},\sigma,T,P_i,S_j^{\perp},S_K^{R}) = 0 \qquad i,j,k,l = 1,2,\cdots,m = \perp,R \tag{8-2}$$

式(8-1)称为动力学定律。它表达了在给定温度下，具有某种显微组织（$S_j^{\perp}$，S_k^{R}）的指定材料（P_i）的塑性变形速率 $\dot{\varepsilon}$ 与应力 σ 的关系。此处忽略应力张量、应变张量、应变速率张量*，也忽略弹性应变。这不是一个严格的约束：若弹性应变加到其中，得到的是总应变。

动力学定律式(8-1)必须补充结构变化定律式(8-2)，该式表示了显微组织随时间如何变化。由于影响塑性变形的显微组织参数众多，很难找到一个既通用又精确的本构定律。因此必须简化公式以获得一个在一定应用范围内足够精确的近似的表达。尽管如此，建立一个显微组织和宏观性能之间的关系仍具有重要性。因为这是了解和建立材料特性和变化的唯一方法。

从上述可知，必须进行两类试验。第一类是变形试验以确定 $\dot{\varepsilon}$，σ 和 T 之间的关系。第二类试验是塑性应变时显微组织的研究以确定哪些显微组织的参量是相关的并量化之。

· p. 364 ·

8.2 概　　述

8.2.1 晶格缺陷的作用

为了选择有用的显微组织参数，重温一下哪些晶体缺陷引起变形是有益的。塑性变形是由于晶体位错移动、晶界滑动（晶界位错移动）和空穴扩散引起的。这样，将会涉及到不同几何尺寸的晶体位错，并被视为变形的实际载体。

扩散流变，即在应力影响下通过空穴运动产生的晶粒变形，是塑性变形最简单的机

* 多轴应力状态下的形变通常可以回推到单轴情况，这是因为位错运动对应力张量的静力学项相当不敏感。

制。一个晶粒的大小 d_g 以一定的速率 $\dot{d}_g$ 变化，与原子迁移率 $D/(k_BT)$成正比（k_B：玻尔兹曼常量，D：自扩散系数），与势能梯度 $\Omega\sigma/d_g$ 也成正比（Ω：原子体积，对金属为 b^3，b 是伯格斯矢量的模）。因此应变速率 $\dot{\varepsilon}=\dot{d}_g/d_g$（Frost 和 Ashby 1982）为

$$\dot{\varepsilon}=\frac{44}{\pi}\frac{D}{k_BT}\frac{\sigma\Omega}{d_g^2}, D = D_v + \pi\delta D_{GB}/d_g \qquad (8\text{-}3)$$

式中，扩散系数分为体扩散项（D_v：体扩散系数）和晶界扩散项（D_{GB}：晶界扩散系数），δ 为晶界有效宽度。通过体扩散和晶界扩散的扩散流变分别称为 Nabarro-Herring 蠕变和 Coble 蠕变。由于它们主要取决于晶粒尺寸，与应力相关性不大，因此，通常只有在晶粒尺寸小、应力低的条件下扩散流变才具有重要性。毫无疑问，扩散流变确实存在，例如在陶瓷中（见 8.6 节）。但是，在金属中，很能难找到确切的证据来证明扩散流变是塑性变形的主要机制（Wilshire，1990）。这可能与位错在金属中运动相对容易些有关，而对颗粒强化材料而言可能与存在一个应力门槛值有关（Frost 与 Ashby，1982）。

位错是塑性变形最重要的承担者。位错运动与晶体剪切是一致的。它以许多方式在许多滑移面上按许多滑移方向进行，因此仅由位错运动就可发生塑性变形（对于一个普通形状改变，有五个独立的线性滑移系就足够了）。塑性变形的速率与瞬时位错密度成简单正比关系。在一般教科书中塑性变形的基本公式，即 Orowan 公式，其推导方法是错误的。以下将给出一个正确的推导。考虑一个位错元，其长度为 $Vd\rho$（ρ：体积 V 上位错线的长度），以速度 v 运动（图 8-1）。在时间 dt 内，该位错元产生一个剪切应变 $d^2\gamma$，它等于 b 乘以体积 V 上的剪切而积（vdt）（$Vd\rho$）

$$d^2\gamma = bvd\rho dt \qquad (8\text{-}4)$$

式中，$d^2\gamma$ 为一个二阶微分。通过对整个位错元积分可得到其剪切的一阶微分，即时间 dt 内的剪切 $d\gamma$

$$d\gamma = bdt\int_\rho vd\rho \qquad (8\text{-}5)$$

· p. 365 ·

图 8-1　一个长度为 $Vd\rho$ 的位错元在时间 dt 内以速度 v 移动间距 vdt 所包括的阴影面积 $vVd\rho dt$

如果 v 为总位错密度的平均位错速度（$=\rho^{-1}\int vd\rho$），式（8-5）的积分可以表示为 $v\rho$；而如果位错运动以停和走的方式进行，则只有位错密度 ρ_{mob} 在时间 dt 内以平均速率 v_{mob} 运动，因此式（8-5）的积分可以表示为 $v_{mob}\rho_{mob}$。这样，

$$\dot{\varepsilon}= \Phi b\rho v = \Phi b\rho_{mob}v_{mob} \qquad (8\text{-}6)$$

Φ 为几何因子（对单晶为 Schmid 因子，对等轴多晶为 Taylor 因子的倒数）。它与分切应力 τ、分切应变增量 $d\gamma$、拉伸应力 σ、拉伸应变增量 $d\varepsilon$ 的关系为

$$\Phi = \frac{\tau}{\sigma} = \frac{d\varepsilon}{d\gamma} \qquad (8\text{-}7)$$

可以看到，在式（8-6）中没有正比于 $\dot{\rho}_{mob}$ 的附加项；在文献中与之相对应的说法是错误的。

晶界上的滑动对于一个普通的形状改变是不够的，因此它不是一个独立的变形机制，需要其它塑性变形机制以满足晶粒相容性的要求。

空穴的形成和长大是断裂过程的一部分，同时与塑性变形有紧密联系（见本卷第 12

章)。与空穴有关的变形对于极低应力下的长时蠕变会有重要作用。

从本质上必须考虑位错结构。通常晶粒结构(大小、织构)和相结构(体积分数、大小和空间外形)在一个塑性变形的有限范围内可以看作近似常量,因此它们的结构变化规律简化为 $\dot{S}_k^R=0$。位错与这很不相同。它们在变形时运动,并通过应力场相互作用。应力场与离位错的距离成反比下降。这种交互作用限制了在一个给定应力下的晶粒中能够存在的单位错的密度。应力的变化会改变这种约束,从而促使位错密度随不断的应变而变化。这样,有必要注意有变形的位错结构的特征参数 $S_i^{\perp}$ 的研究。另外必须知道表示晶粒、相、空穴和裂纹的结构参数 S_i^R 以计算塑性变形。

· p. 366 ·

8.2.2 变形抗力的演变

测量材料抗塑性变形能力的试验通常在恒温(热疲劳除外)恒应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 或恒应力 σ 下进行。由于两类试验的设备不同,许多研究者只熟悉其中一种。因此塑性变形领域分为"塑性变形"和"蠕变"。前者指在恒给定应变速率下的变形,后者为恒给定应力下的塑性变形。但是,须牢记这两类试验只是研究动力学定律式(8-1)的不同的方法,并且互为补充。下面将对两类试验和它们的结果进行简单比较。重点将放在高温变形的典型特征,称为位错结构的动力学回复效应*。

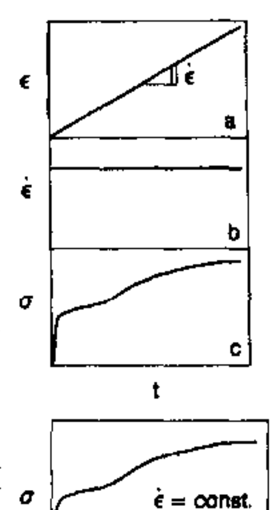


图 8-2 恒应变速率下的变形试验。(a)应变 ε;(b)应变速率 $\dot{\varepsilon}$;(c)应力 σ 与时间 t 的关系;(d)应力-应变曲线

在"恒 $\dot{\varepsilon}$"试验(图 8-2)中[通常称恒延伸速率试验(CERT)为动力学试验],应变 ε 与时间 t 成正比增加(图 8-2a)。通常试验只是简单地在试验机的十字头速度恒定下进行(除非有先进的设备来控制 $\dot{\varepsilon}$)。在许多试验条件下,十字头速度不是经常有急剧变化,它等于速率 $\dot{l}$,是原长为 l_0 的试样的长度 l 随时间 t 变化的速率。初始应变速率 $\dot{\varepsilon}_0$ 为 $\dot{l}/l$。而对恒 $\dot{l}$,其真实应变速率 $\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_0(l_0/l)$ 随着真实拉伸应变 $\varepsilon=\ln(l/l_0)$ 增加而逐渐减小。试样变形所需的力 F 可测出。其与(真实)应力 σ 的关系为 $\sigma=F/S$,S 是瞬时试样横截面积。假定有塑性变形的试样的体积 Sl 保持恒定(空穴长大违背这个假定),应变是均匀的(无颈缩或局部剪切),S 等于 $S_0l_0/l=S_0\exp(-\varepsilon)$。图 8-2c 所示为应力 σ 与时间 t 的关系。综合图 8-2a 与 c 得到应力-应变图(图 8-2d)。用 ε 代替 t 作为横坐标的原因是位错结构的发展主要受 ε 控制,而不是 t,并且试验所涉及的应变范围在不同的 $\dot{\varepsilon}$ 是相近的,而时间范围是不同的。

· p. 367 ·

"蠕变"试验(通常称为静力试验)如图 8-3 所示。理想情况下 σ 保持恒定(图 8-3c)。在蠕变断裂试验中,不同横截面积的许多试样在相同负荷 F 下同时进行试验。显然恒 σ 的条件不能实现;σ 随 ε 逐渐变化,因为 $F/S=(F/S_0)(S_0/S)=(F/S_0)(l/l_0)=\sigma_0\exp(\varepsilon)$。蠕

* 通常从字面上用熔点的一半作为低温和高温的分界点。虽然这从操作上讲得通,但是实际上并没有严格的分界,因为不仅温度激活动力学回复,而且应力也激活动力学回复。

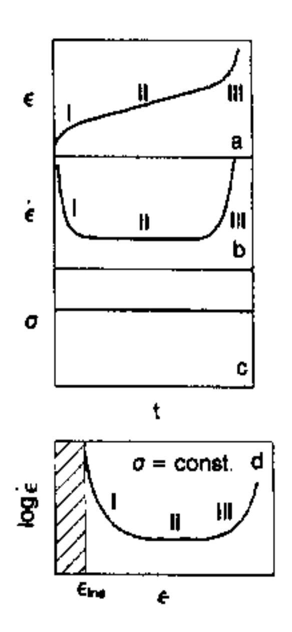


图 8-3 恒应力下的变形试验。(a)应变 ε;(b)应变速率 $\dot{\varepsilon}$;(c)应力 σ 与时间 t 的关系;(d)应变速率-应变曲线(半对数)。罗马数字表示蠕变的第一(Ⅰ)、第二(Ⅱ)、第三(Ⅲ)阶段

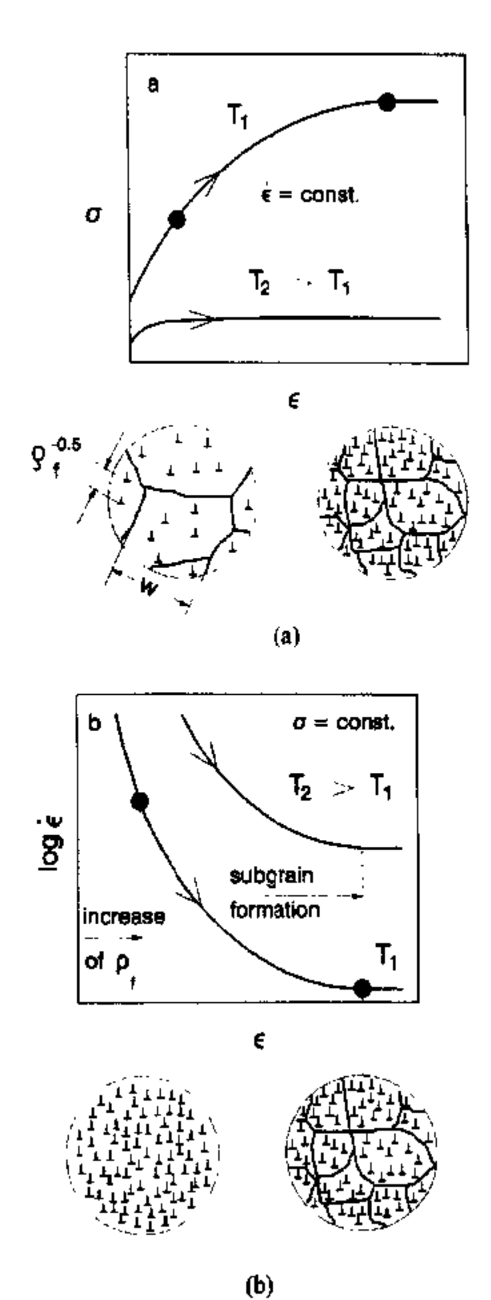


图 8-4 低温下 T_1 和高温下 T_2 变形抗力和变形位错结构演变示意图。(a)恒应变速率;(b)恒应力

变试验包括两个不同阶段。在第一阶段,应力从 0 增加到最终值 σ。虽然这阶段时间很短,但是在加载过程中已经可以产生明显的塑性变形。这样"瞬时"应变 ε_{ins}是弹性和塑性的总和。由于不控制加载方法,不测量加载期间的塑性变形,所以从简单蠕变试验不能得到塑性变形开始的情况。但是在理论上,假定详细记录变形的全过程,在蠕变时也可以确定塑性屈服点。试验的第二阶段也就是蠕变的基本部分,即在恒应力下的塑性变形。拉伸的 ε-t 曲线(蠕变曲线)通常为 S 形[图 8-3(a)]。图 8-3(b)所示为蠕变速率(即塑性变形速率)$\dot{\varepsilon}$随时间的变化。蠕变曲线分为三段:第一阶段 $\dot{\varepsilon}$减小;第二阶段 $\dot{\varepsilon}$近似恒定并接近最小值;第三阶段 $\dot{\varepsilon}$增加直到试样断裂。从工程观点来看,第二阶段是最重要的,因为它占了蠕变寿命的大部分,即使这阶段应变相当低。通常用 ε-t-空间方法来建立蠕变模型。例如,Θ-影射概念使一条 S 形曲线与 ε-t 曲线相符。但是,式(8-1)和(8-2)表明为了确定变形的基本参数,即蠕变速率 $\dot{\varepsilon}$,对 ε-t 曲线应进行微分。ε-t 曲线[图 8-3(b)]对应于 σ-t 曲线[图 8-2(c)]。出于用 σ-ε 曲线代替 σ-t 曲线相同的原因,可以用 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线代替 $\dot{\varepsilon}$-t 曲线[图 8-3(d)]。用半对数方式的好处在于它使不同应力的曲线形状相似(Blum 和 Ilschner,1967;对比图 8-14)。蠕变的加工硬化通过恒 σ 下 $\dot{\varepsilon}$随 ε

明显的下降反映出来。

· p. 368 ·

8.2.3 位错结构的演变

随着应变的增加，加工硬化速率在 σ-ε 和 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线上均减小。这种现象是由于位错结构($S_i^{\perp}$)达到了一个稳态，它以位错的增殖和湮灭的动力学平衡为基础，取决于变形条件(σ,T 或 $\dot{\varepsilon}$,T)以及给定材料(P_i)的晶粒和相的结构(S_k^{g})。如果稳态位错结构保持相同，变形抗力随应变没有变化，变形时 σ 和 $\dot{\varepsilon}$均恒定。在粗晶单相材料中确实发现了这种情况。作为一个动力学平衡状态，变形的稳态对于恒 S_k^{g}，与试验模式无关。

但是，在瞬态，即当恒 $\dot{\varepsilon}$下屈服点与稳态变形(也称饱和阶段)之间的加工硬化期间或者在恒 σ 下即将进入稳态范围的瞬态蠕变范围内，两类试验模式有明显差别。图 8-4 所示为一个初始位错密度低的粗晶纯净材料的情况。

在恒 $\dot{\varepsilon}$下，由于位错不断产生引起位错密度逐渐增加，导致流变应力不断增加。位错的空间分布是不均匀的。由于位错相互作用，通过位错在胞状界面上的积累面形成胞状模样(见本卷第 4 章)，并随着应力和应变增加成为亚晶界。胞状界面和亚晶界区别如下：如果界面有偶极子或多极子(即相互作用而相消的位错)并且其具有垂直于界面的一定厚度，称为胞状界面。而亚晶界(小角晶界)是无偶极的平面位错网。胞状界面通过退火处理可以转变为亚晶界，在此期间所有的两极消失，只有造成相邻晶粒位向错配的几何位错保留。胞状界面转变成亚晶界意味着界面两极的量从一个接近于 1 的大值减小到一个接近于 0 的值。当变形达到稳态时界面亚晶粒特征增加。因此胞状界更类似于低温变形(远离稳态)，亚晶界则更类似于高温变形(接近稳态)。

· p. 369 ·

位错结构取决于三个间距：晶胞或亚晶粒的大小 w(长度概念)，独立位错的平均间距[它近似为 $\rho_f^{-0.5}$，ρ_f 为独立位错的密度(单位体积上的长度)，即不含亚晶界的位错或颗粒周围的几何缠结位错]以及在位错胞或亚晶界内的位错间距 s。恒 $\dot{\varepsilon}$下加工硬化期间 w 和 $\rho_f^{-0.5}$ 都随应力增加而同时减小(图 8-4a)。面恒 σ 下的试验中情况则不同[图 8-4(b)]。在最初应力增加时，没有足够的时间和应变形成亚晶粒结构。在加载后的一个短应变区间内，形成一个相当均匀的位错结构。亚晶粒的形成相对较慢。只有 $\rho_f^{-0.5}$ 达到一个接近于其稳态值后它才会开始，所经历的应变区间比与提高独立位错密度有关的应变高约一个数量级。由于蠕变瞬态的应力高于恒 $\dot{\varepsilon}$下变形瞬态的应力，蠕变过程中位错结构向稳态转变的应变范围小于恒 $\dot{\varepsilon}$下的应变范围。对于图 8-4 中考虑的简单情况，蠕变的稳态范围与第二阶段相当(图 8-4)。但是注意，对于具有非稳态显微组织的工程材料通常并非如此(见 8.5.2 节)。

8.2.4 一个塑性变形的简单模型

许多塑性变形的基本特征可以用一个简单模型(Alexander 与 Haasen，1968)来说明。这个模型只需采用整组位错结构参数 $S_i^{\perp}$ 中的一个称为位错密度 ρ 的参数来描述。以下称之为 ρ 模型。动力学定律从式(8-6)开始。基本思路是：驱动位错以速度 v 运动的所谓有

效应力或热应力项是由外加应力 σ 中扣除位错相互作用产生的一个非热应力项 σ_G 后得出，即

$$\sigma^* = \sigma - \sigma_G \tag{8-8}$$

非热应力 σ_G 只有通过剪切模量 G 的温度相关性而随温度变化。速度 v 与 σ^* 成非线性关系：

$$v = B\sigma^{*m}, \qquad P_i, \quad S_k^R = \text{常量} \tag{8-9}$$

$\sigma_G=\Phi^{-1}\tau_G$与平均位错间距 $\rho^{-0.5}$成反比：

$$\tau_G = \Phi\sigma_G = \alpha Gb\rho^{0.5} \tag{8-10}$$

位错相互作用常量 α 处于 0.1—1 之间。综合式(8-6)—(8-10)，得到以下动力学规律：

$$\dot{\varepsilon}= c_1\rho(\sigma - c_2Gb\rho^{0.5})^m, \quad c_1 = \Phi bB, \quad c_2 = \alpha\Phi^{-1} \tag{8-11}$$

或者，等效地表达为

$$\sigma = c_2Gb\rho^{0.5} + \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{c_1\rho}\right)^{1/m} \tag{8-12}$$

· p. 370 ·

从动力学规律很容易看出在恒 $\dot{\varepsilon}$ 下的试验以及恒 σ 下的试验中变形抗力随 ρ 的变化不是单调的。在恒 σ 下，$\rho=0$ 和 $\rho=[\sigma/(c_2Gb)^2]$时，蠕变速率 $\dot{\varepsilon}=0$；当 ρ 值在这两者之间时 $\dot{\varepsilon}$ 有一个最大值。在恒 $\dot{\varepsilon}$ 下，流变应力 σ 在 $\rho\approx0$ 时及 ρ 增大时达到大值，在两者之间有一个 σ 的最小值。在最小变形抗力点上，$\dot{\varepsilon}$ 与 σ 的关系如下：

$$\dot{\varepsilon}= c_3\sigma^{m+2}, \quad c_3 = c_1c_2{}^{-2}m^m(m+2)^{-(m+2)} \tag{8-13}$$

在这极值点上的位错间距 $\rho_{extr}^{-0.5}$与应力成反比：

$$\rho_{extr}^{-0.5} = c_2Gb(1 + m/2)/\sigma \tag{8-14}$$

其中的比例系数随着位错运动速度的应力敏感指数 m 增加而急剧增加。对于 $\rho^{-0.5}\leqslant\rho_{extr}^{-0.5}$，此时变形抗力随位错间距减小(位错结构细化)而增加，变形行为称为正常瞬态行为。对于 $\rho^{-0.5}\geqslant\rho_{extr}^{-0.5}$，此时变形抗力随位错间距减小(位错结构细化)而减小，则其变形行为称为反常瞬态行为。

要完成模型必须建立描述位错结构变化的关系式。它的基本形式为

$$d\rho = \left[\left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)^+ - \left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)^-\right]d\varepsilon \tag{8-15}$$

$(d\rho/d\varepsilon)^+$有一个简单的几何意义。从 $d\varepsilon$ 的定义[Φb 乘以 dt 内滑过的单位体积的面积，式(8-5)与(8-7)]，可以看出，它代表了滑过的单位面积上位错线长度的增量。例如，如果位错是环形的，在变形过程中扩展到一个最大半径 L^+，则

$$\left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)^+ = \frac{1}{\Phi b}\frac{2\pi L^+}{\pi(L^+)^2} = \frac{2}{\Phi bL^+} \tag{8-16}$$

L^+是位错的滑移距离(无回复时)。有理由假定 L^+与平均位错间距成正比，

$$L^+= c_4\rho^{-0.5} \tag{8-17}$$

与$(d\rho/d\varepsilon)^+$类似，式(8-15)中的$(d\rho/d\varepsilon)^-$可以与有位错密度回复引起的滑移有关。这对应于达到一个稳态的位错密度。因此它必定比增殖项更强烈地随 ρ 而增加。Kocks(1976)假定

$$\left(\frac{d\rho}{d\varepsilon}\right)^- = c_5\rho, \quad c_5 = c_5(\dot{\varepsilon},T) \tag{8-18}$$

这样，在单参数模型中结构变化规律为

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon}=c_6\rho^{-0.5}-c_5\rho,\quad c_6=2/(\Phi c_4 b) \tag{8-19}$$

ρ 模型经常以上述形式或稍加修改来运用，如 Alexander 与 Haasen(1968)将其用于半导体，Estrin 与 Mecking(1984)用于纯金属和颗粒强化的金属。下面章节中也将用到该模型。但是，须清楚，作为一个模型建立的基础，一个单位错结构参数是不够的。在 8-7 节中将提出一个扩充模型来区分独立位错和亚晶界对变形的影响。

• p. 371 •

8.3 纯净材料

8.3.1 变形抗力和位错结构的演变

8.3.1.1 恒应变速率下的变形

应力-应变曲线

先考虑一个具有低初始位错密度的纯净单晶材料。图 8-5 所示为具有〈123〉位向的 In*P* 压缩时变形的 τ-γ 曲线。塑性变形开始后，应力从较高的屈服应力下降到较低的屈服应力。较低的屈服应力是根据上述 Alexander 和 Haasen(1968)提出的式(8-12)来解释的最小变形抗力点。该点的位错密度由式(8-14)确定。

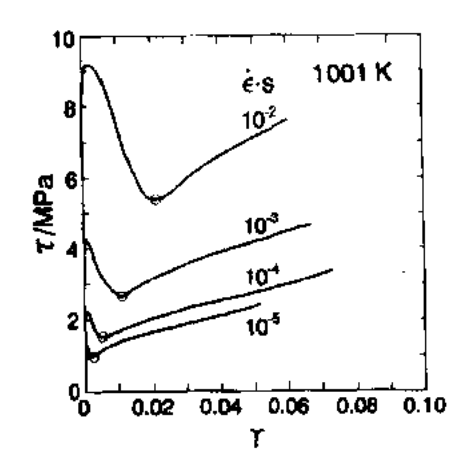


图 8-5 In*P* 单晶(位向〈123〉)单滑移在温度 $T=0.75T_m$(T_m:熔点)压缩时塑性变形开始阶段的剪切应力-剪切应变曲线(Reppich 等，1990；已减去了最初曲线中应变的弹性分量)。圆圈所示为代表最小变形抗力点的较低屈服应力

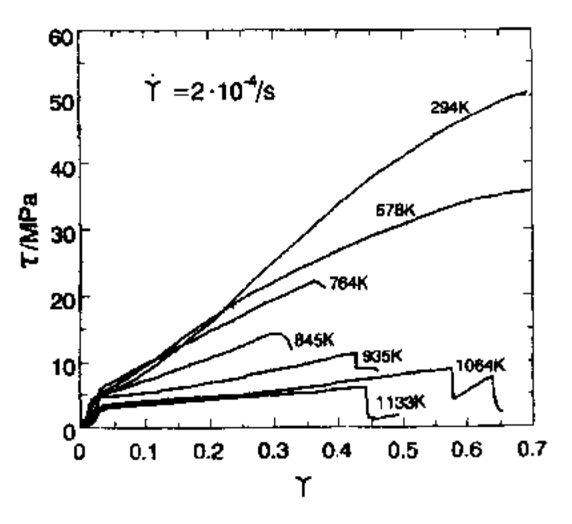


图 8-6 Cu 单晶(位向〈112〉)在 $0.22T_m$ 到 $0.84T_m$ 的宽温度范围内的恒剪切应变速率拉伸双滑移的剪切应力-剪切应变曲线(Anongha，1990)

在较低屈服点之后晶体随位错密度增加而硬化(见本卷第 2 章)。半导体的 τ-γ 曲线分为 I 至 V 五个不同的阶段(Siethoff 和 Schröter，1978)。在面心立方金属中发现了一个与半导体相类似的细化结构的强化阶段(Schröter 和 Siethoff. 1984)。图 8-6 所示为 Amongba(1990)用〈123〉位向的铜的实验结果，其两个密排滑移面的应力相等。通过对应

力-应变曲线进行微分，并作出加工硬化系数 $\Theta = \partial\tau/\partial\gamma$ 与 τ 的关系曲线，变形各阶段的差别便更加明显(Kocks 1976；Mecking 1977；并见本卷第 2 章和图 8-7)。通常在金属中看不到最小变形抗力点(较低屈服应力)，因为在变形开始时位错密度已经太高了，可以看到随温度上升加工硬化变得不明显(图 8-6，8-7)。在最高温度下，屈服应力和最大应力差别很小。随着温度上升，硬化的第 I，II 甚至 III 阶段消失了，在一个小的应变范围内就达到了稳态变形阶段。

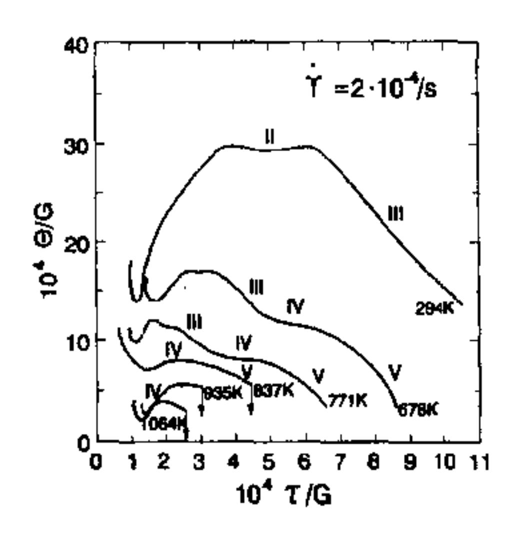


图 8-7　从图 8-6 的 τ-γ 曲线推演出来的 Cu 的 Θ-τ 曲线。Θ 与 τ 用剪切模量 G 归一化。罗马数字代表不同硬化阶段。箭头所指为不稳定变形开始(Anongba，1990)

• p. 372 •

位错结构

变形时流变应力的增加反映了位错累积的程度。位错基本上从最初的结构演变为最后的结构，即在给定变形条件下的稳态结构。显微组织观察表明：不同的加工硬化阶段位错的累积是不同的(见第 2 章)。第一阶段变形只由一个滑移系的位错承担(主滑移系上的单滑移)。它们之间的相互作用很弱，因此加工硬化速率 Θ 很小。当主滑移系以外的位错参与变形时，很可能产生一个强烈的位错相互作用，导致位错的平均滑移距离和平均速度降低，随之位错密度和流变应力加速增大。有两点必须注意：首先，单晶表面存在滑移线表明，滑移是局部的。位错在某些源上产生，成群地越过一个有限扩展的滑移区(图 8-8a)。其次，位错的空间排列趋于不均匀：位错形成一种形貌(见第 4 章)；它们累积成线(束)状或二维扩展排列(平行于滑移面的层片状、垂直于滑移面、胞和亚晶界的墙状)。图 8-8a 所示为层片状和墙状。这种形貌在第 II 阶段就已经形成，直到变形最终阶段达到一个亚晶粒结构(图 8-9)。

特征位错间距随着应变和应力增加而减小。尽管单晶和多晶的位错间距的应变相关性不相同并取决于晶体位向，特征位错间距与剪切模量 G 归一化的应力有一个独特的关系。图 8-10 所示为 Cu 单晶中的这种关系，即滑移线长度 d_{sl}、晶胞大小 w 和平均位错间距 $\rho_{tot}^{-0.5}$(ρ_{tot}为总位错密度)等与 σ/G 的关系。当应力高于 $10^{-3}G$ 面低于 $10^{-2}G$ 的高应力时用透射电子显微镜(TEM)测定的 $\rho_{tot}^{-0.5}$值与用浸蚀法观察测得的值相符。面在较低应力时 TEM 得到的值明显小些。这种差别意味着低应力时有大量位错偶极子排列在密集束中，这些束在 TEM 下可以分辨而用浸蚀法不能分辨，因此浸蚀法测定的位错间距更接近于 $\rho_{f}^{-0.5}$，而不是 $\rho_{tot}^{-0.5}$。位错胞尺寸 w 是平均位错间距的 14 倍。令人感兴趣的是，在图 8-9 中接近于稳态变形的高温[$0.84T_m$]变形所测定的亚晶粒尺寸在数值上与室温下在同一 σ/G 的加工硬化开始时所测定的位错胞尺寸一致。滑移线长度 d_{sl}约是位错胞尺寸的 3 倍。所有这些尺寸都与 σ/G 成反比。与式(8-10)类似，它们之间的关系可表达：

• p. 373 •

$$w = \alpha_w b \frac{G}{\tau_G} = c_8 b \frac{G}{\sigma}, \quad c_8 = \alpha_w \Phi^{-1} \frac{\sigma}{\sigma_G} \tag{8-20}$$

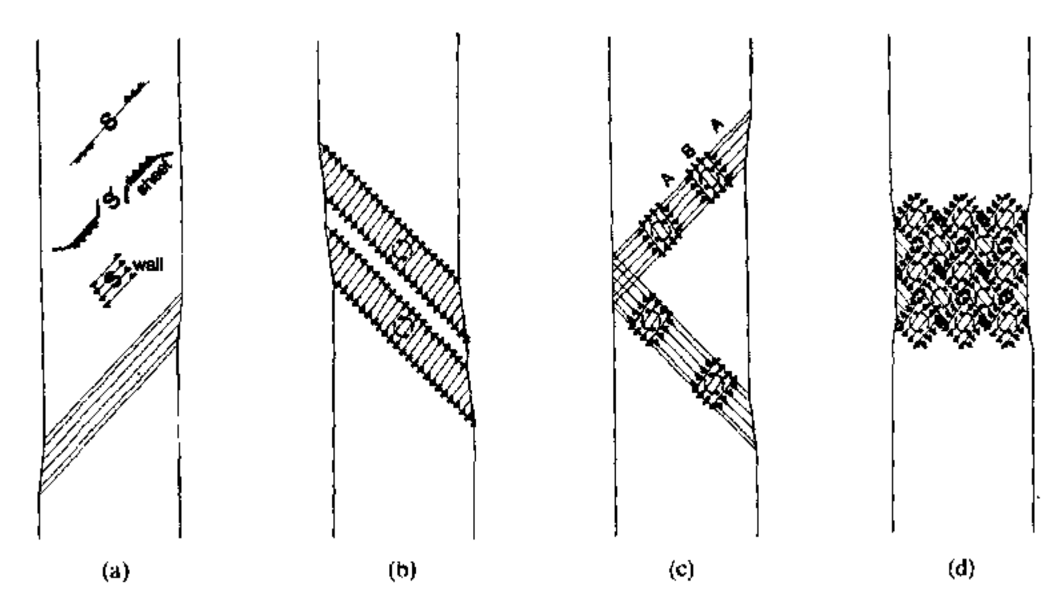


图 8-8 位错结构形成的机理：(a)位错从一个源(*S*)发出，滑过一个有限的间距。如果它们固定在一个滑移面(由于堆垛层错能低或短程有序)并与其他滑移系位错作用，它们形成一个平行于滑移面的薄片。如果位错能通过攀移或(后面留下刃位错的螺位错的)交滑移离开其滑移面，则促使了边界垂直于滑移面的刃位错墙的形成。在一个有限的体积内的剪切与被剪切体积内形状改变而引起的长程内应力有关。长程应力可以通过一些空间相关的滑移形式而松弛：如果滑移距离大于晶体尺寸，位错通过表面从晶体上消失，留下一个无应力的与未变形的基体有相同的晶体位向的剪切带[(a)中以滑移面痕迹表示]。如果滑移距离小于晶体尺寸，长程内应力松弛与晶体旋转有关，这种旋转与单滑移(b)或两个(或更多)滑移系上的滑移(c)、(d)有关。(b)滑移体积扩展到整个晶体。符号相反的平行位错墙形成一个扭折带。晶体通过表面回路的多边形化旋转自身。(c)通过第二第(B)上的剪切和同时旋转而形成了与基体无取向错配的分隔剪切体(A)，这些剪切体被无应力的亚晶粒(B)隔开。(d)与交替晶体旋转匹配的两个滑移系上的交错剪切产生了所谓的棋盘结构

$$\rho_{\mathrm{tot}}^{-0.5} = \alpha_{\mathrm{tot}} b \frac{G}{\tau_{\mathrm{G}}} = c_7 b \frac{G}{\sigma}, c_7 = \alpha_{\mathrm{tot}} \Phi^{-1} \frac{\sigma}{\sigma_{\mathrm{G}}} \tag{8-21}$$

因子 c_7 的数量级为 1，c_8 等于 14。

• p. 374 •

硬化阶段解释

加工硬化大体上可作如下解释。忽略式(8-12)中与流变应力的热应力分量对应的 $\dot{\varepsilon}$ 项，利用式(8-19)与(8-7)，得到 $\Theta = (\mathrm{d}\tau/\mathrm{d}\rho)(\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}\gamma)$ 为

$$\Theta = G\left(\frac{1}{c_9} - \frac{\rho^{0.5}}{c_{10}}\right), c_9 = c_4/\alpha, c_{10} = 2/(\alpha\Phi\alpha b c_5) \tag{8-22}$$

忽略式(8-22)中右边第二项可得：无回复时最大硬化系数为 G/c_9。实验发现第二阶段硬化率为 $\Theta = G/300$。如果 $c_4 = 100$，$\alpha = 1/3$(与 $c_7 \approx 1$ 一致)，这个值等于最大硬化率。这意味着滑移间距 L^+ 应是平均位错间距的 100 倍[式(8-7)]。此 L^+ 值与观察到的滑移线长度 d_{sl} 一致，约等于位错胞尺寸 w(图 8-10)的 7 倍。这表明在第 Ⅱ 阶段位错能穿过部分胞状界面(也见 Schwink 与 Göttler，1976)。

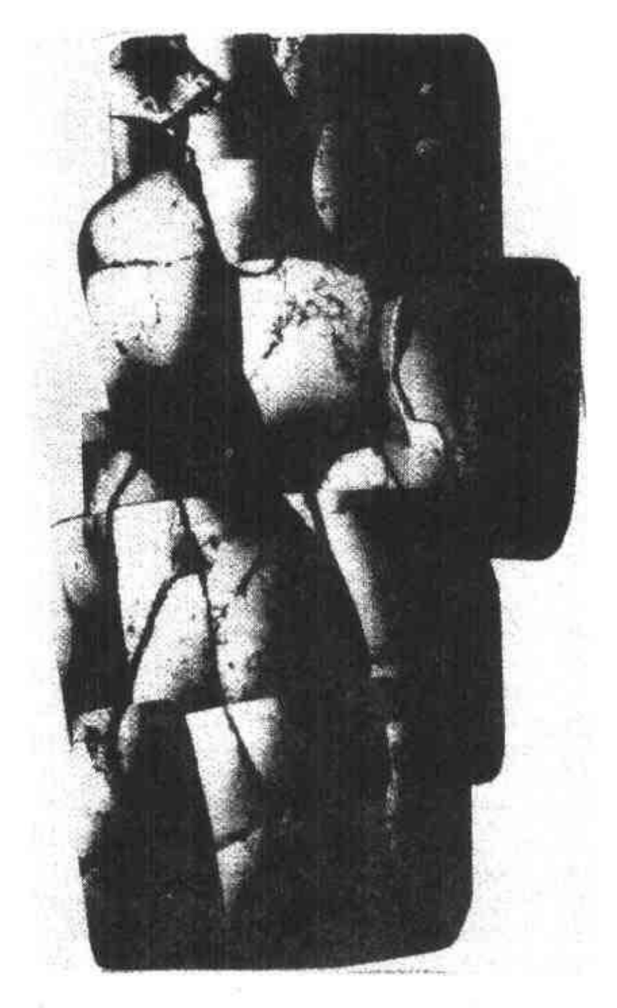


图 8-9 Anongba(1990)观察到的[112]位向纯 Cu(99.97%)单晶在 1145K，$\dot{\gamma}=2\cdot10^{-2}/s$，$\tau=7\mathrm{MPa}$，$\gamma=0.38$ 下拉伸变形的第Ⅲ阶段的亚晶粒结构

• p.375 •

随着第Ⅲ阶段的来临，加工硬化系数 Θ 随应力减小，这表明式(8-22)中不能再忽略位错的再结合与湮灭。通常认为：对于金属，第Ⅲ阶段是由螺位错通过交滑移而湮灭引起的。但是对金刚石-立方半导体，它的堆垛层错能归一化值[$\gamma_{SF}/(Gb)$]低，交滑移并不如此容易。于是提出：在这些材料中，第Ⅲ阶段的回复是由于刃位错的攀移引起的(Schröter 与 Siethoff，1984)。

第Ⅲ阶段的回复不足以达到一个变形稳态。这是因为它们只对一类位错起作用，或螺位错或刃位错。另一类位错继续累积。随后加工硬化系数 Θ 的下降在第Ⅳ阶段中断，只有当两类位错都可以回复时的第Ⅴ阶段才继续下降。

因此加工硬化不能用简单的 ρ 模型来完全解释。必须考虑位错结构的非均匀性[图 8-11(a)]。其物理基础是 Mughrabi(1980)首先建立的。他提出：胞状界面构成硬区，它们之间为软区。塑性变形抗力的差异产生内应力，这降低了软区的应力 σ_s，提高了硬区的应力 σ_h。假定硬区与软区一起发生变形，则

$$\sigma = f_s\sigma_s + f_h\sigma_h, \quad f_s + f_h = 1 \tag{8-23}$$

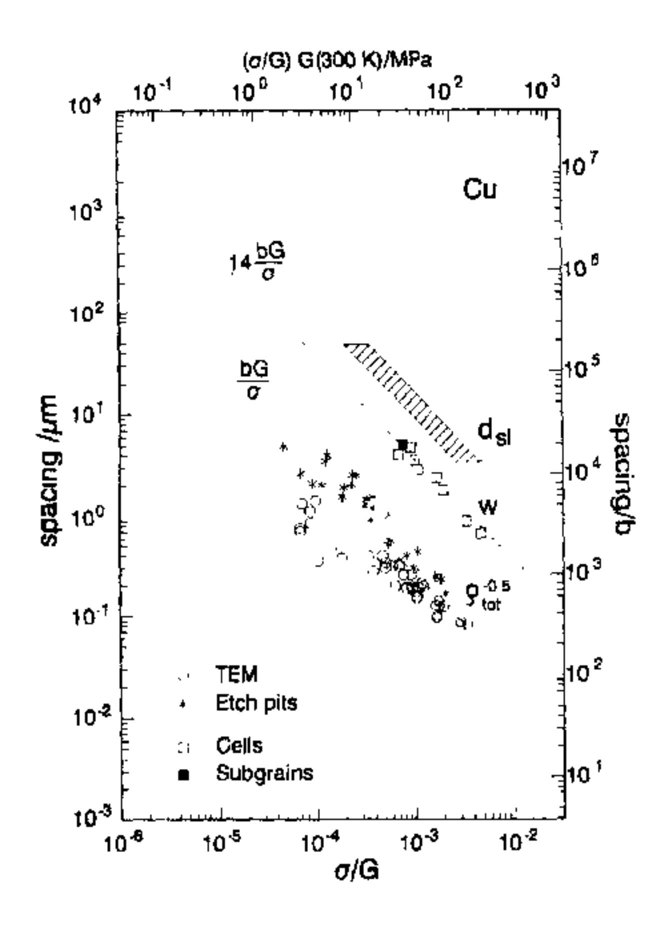


图 8-10 恒应变速率、不同温度(大多是低温)下不同位向的 Cu 单晶其滑移线长度 d_{sl}[由于均匀变形(Ambrosi 与 Schwink，1980)引起的微弱滑移线]、位错胞(Göttler，1973)或亚晶粒(从图 8-9 测得)尺寸 w 和平均位错间距 $\rho_{tot}^{-0.5}$[Livingston 的浸蚀法测得的值(1962)，Mughrabi 观察的 TEM 数值(1975)]随剪切模量归一化应力 $\sigma/G(T)$($\Phi^{-1}=3$)的变化

f_s 与 f_h 分别为软区和硬区体积分数。X 射线分析已经证明：复合模型适用于 Cu 在加工硬化第Ⅱ阶段发现的位错胞状结构(Mughrabi，1983)。Haasen(1989)提出一个理论来解释Ⅰ到Ⅴ各阶段。在第Ⅲ阶段，由于面心立方金属中交滑移和金刚石-立方半导体中的攀移而产生回复，这和 Schröter 与 Siethoff(1984)提出的相符；在第Ⅳ阶段，由于位错在胞状界面上的累积引起 $f_h\sigma_h$ 增加；在第Ⅴ阶段，由于金属中的攀移和半导体中的交滑移引起附加的回复。

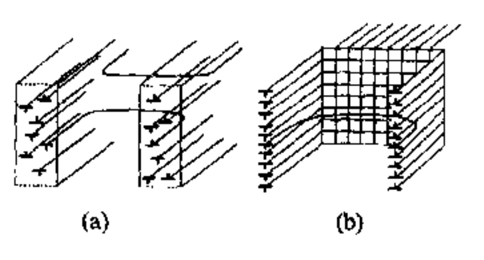


图 8-11 (a)含有大量位错偶极子的位错墙的胞状结构，(b)有平界面(位错网)的亚晶结构

然而，只要界面上的位错偶极子数量超过几何位错的数量，仅用胞状界面来描述位错是合适的。高温度应变的情况并非如此。此时界面有亚晶界特征[图 8-11(b)]。由于亚晶界包含了一族符号相同的位错，它们构成陷阱挤入符号相反的位错。因此，问题不仅是墙的两极多快湮灭，而且是位错多快迁移到它们的陷阱。

从能量的观点理解形成一个亚晶粒结构的趋势是容易的。为了达到一个能量低的位置，位错有两种选择。首先是找到一个符号相反的位错，组成一个具有相消倾向的位错偶极子。但是，由于位错源非均匀分布(与滑移线表现的一样)，许多位错没有一个邻近的对偶位错。它们能够形成亚晶界，这样释放其长程应力，如图 8-8(b)—(d)所示，其结果是明显的。导致 1°左右位向错配的几何位错不仅在稳态时存在，而且在第Ⅱ阶段就已经能发现(Seeger 和 Wilkens，1967；Anongba，1990)。但是，第Ⅱ阶段存在的大量位错偶极子掩盖了几何位错。通过退火处理消除位错偶极子后可以发现几何位错。尽管位错能量是亚晶粒形成的驱动力，在稳态变形期间亚晶粒并不是严格的低能量排列。因为它们的增殖是一个动力学过程，尚不在低能量位置的新位错要以一定的速率移到低能量位置。因此，如同胞状界面一样(Mughrabi，1983)，在稳态变形期间，亚晶界可以有长程应力(Blum 和 Reppich，1985)。

迄今，只讨论了趋于促使变形稳态的位错反应。但是，在纯 Cu 中，如同许多纯净材料一样，在高温下达不到变形稳态。这是因为除了有式(8-18)所表示的位错密度的回复外，出现了其他位错结构回复机制。它们与晶界的长程运动有关，在多晶材料中这已经存在，或者在单晶中通过产生孪晶或亚晶粒长大而新形成的。晶界滑过的体积具有低位错密度并且产生快速变形。这导致了应力的突然下降，如图 8-6 所示在高温下所见到的。

8.3.1.2 恒应力下的变形

应变速率-应变曲线

考虑〈123〉位向初始位错密度低的 InP 单晶。图 8-12 所示为长试样在 1001K＝0.75T_m 下压缩变形的一系列$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线。最小变形抗力[式(8-11)]用恒应力下最大蠕变速率表示。过了最大值后，对数形式的$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线分为两个阶段。第一阶段，斜率的绝对值 Θ^{creep}

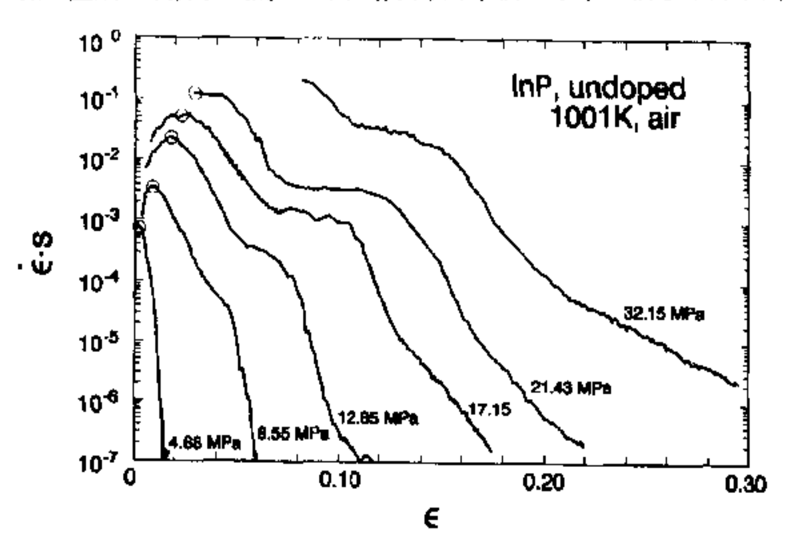


图 8-12 InP 单晶(位向〈123〉)在恒温 T＝0.75T_m 和不同应力下压缩时单滑移测得的$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线(Geibel，1990；非公开)。圆圈所指为表示最小变形抗力点的较低屈服应力

$=|\partial \log \dot{\varepsilon}/\partial\varepsilon|$(它可以作为蠕变中加工硬化率)随应变减小。此阶段单滑移占主导地位。它对应于恒$\dot{\varepsilon}$下易滑移的第Ⅰ阶段。随后$\dot{\varepsilon}$随ε逐渐减小表明多滑移开始，促使强烈硬化。到达一个最大值后，硬化速率Θ^{creep}又减小。但是在图8-12的试验中达不到$\Theta^{creep}=0$的蠕变稳态，尽管蠕变速率减小达6个数量级。在加工硬化的第一阶段位错均匀分布，而在第二阶段形成亚晶结构(图8-13)。

• p. 377 •

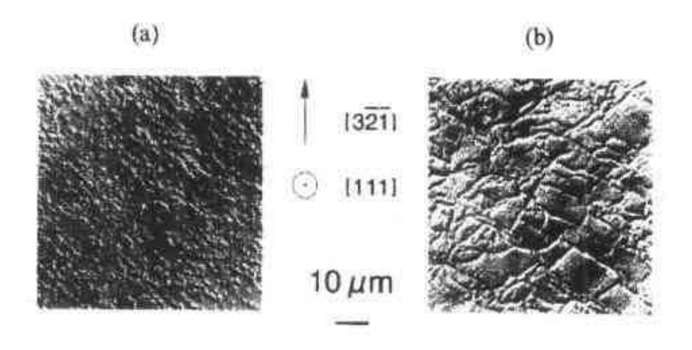


图8-13 在1068K恒应力下压缩试验后用浸蚀法观察到的InP中的位划结构(Geibel，1990；非公开)。(a)小应变(8.7MPa，$\varepsilon=0.07$)时，位错均匀分布；(b)在应变(33.5MPa，$\varepsilon=0.52$)时，亚晶粒结构

通常在$\dot{\varepsilon}$-ε曲线上看不到最小变形抗力点，其原因或者是由于最大蠕变速度太大测不出来，或者是由于初始位错密度太大[见式(8-14)]。图8-14所示为不同温度下相同应力时纯Al变形的$\dot{\varepsilon}$-ε曲线。可以见到用半对数表达的曲线形状几乎与温度无关。这表明材料中形成的位错结构在所有温度下是相似的，主要取决于应力，这与下面的位错结构观察结果相符。

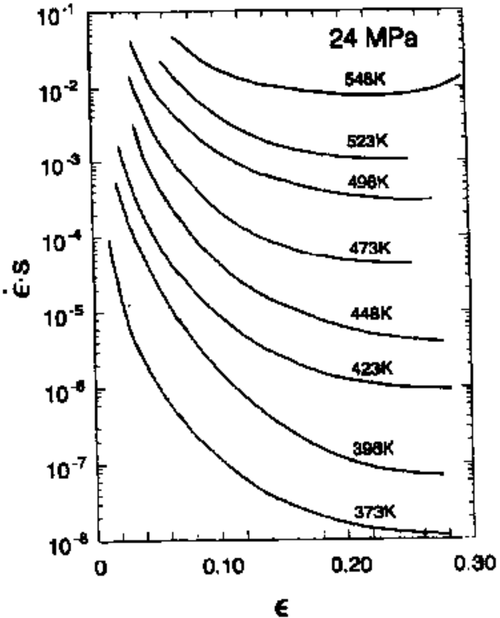


图8-14 在$0.40T_m$到$0.59T_m$范围内恒应力拉伸下测得的多晶Al的$\dot{\varepsilon}$-ε曲线(Absenger，1977；非公开)

位错结构

恒应力下由应变产生的位错结构取决于激活滑移系的数目。当只有一个单滑移系在单晶高温蠕变开始时激活，可以观察到扭折带形成[如在Cu中(Hasegawa等，1971)和在Al的一个非压缩单滑移面上的变形(Carrard与Martin，1984)]。扭折带包括两组或两组以上符号相反的位错墙。位错墙的形成是由于从位错源发出的刃位错的滑移距离有限所致[图8-8(a)]。在其自由端上的应力使最初的位错墙有一个长大的趋势。当一个位错墙到达晶体表面时，长程应力松弛，表面成为扭折处[图8-8(b)]，这过程称为多边形化。Hasegawa等(1971)指出：在扭折带上的位错墙间距在进一步蠕变中增大。这是通过位错墙的迁移而实现的；符号相反的墙相互靠近，相遇时再结合，例如在LiF中所见到的(Biberger，1989；Biberger

与 Blum,1992)。扭折带的平均间距以这种方法长大。由于边界再结合而消溶和新边界的形成,这两者之间的动力学平衡产生了等轴的稳态亚晶粒结构。

• p. 378 •

当滑移在两个不同滑移系上产生时,两个交叉的位错墙系形成一个具有位向错配的符号交替的盒式结构[如在 Al(Carrard 与 Martin,1984),Mo(Clauer 等,1970),LiF (Biberger,1989)中]。最终的结构又是一个等轴亚晶结构。

多晶中亚晶粒在两个相近的晶界开始形成,这是因为在该区域内由于相容性的原因激活大量滑移系。如果应变极大(如在扭转中),垂直于延伸方向的晶粒最后变得小于亚晶粒。在此情况下,一个相当数量的亚晶界实际上组成了大角度晶界(Kassner 与 McMahon, 1987;McQueen 等,1985)。

纯净多晶材料中位错结构的量的演化十分类似于 M 族单相合金中的情况,这将在 8.4.1.2 中阐述。

高纯材料中晶界的高可动性导致位错结构在动力学回复导致稳态变形之前发生回复,这种回复是通过高温下动力学再结晶或动力学晶粒长大而产生的(McQueen 与 Jonas,1975)。在 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线上可见到相应的软化:恒 σ 下 $\dot{\varepsilon}$ 的一个突然增加,它对应于恒 $\dot{\varepsilon}$ 下流变应力的突然下降。纯 Al 是纯金属中的一个例外。因为在恒应力或应变速率下 Al 的堆垛层错能高而不发生动力学再结晶,而只有动力学晶粒长大,这使动力学回复成为一个很有竞争性的过程。但是即使在纯 Al 中,一个适度的应力降低就可以引发蠕变期间的再结晶(Straub 和 Blum,1990)。

8.3.2 稳态变形

发生动力学再结晶意味着:在高温和高应变速率下不存在从回复引起的位错的增殖与湮灭之间的稳态平衡,即稳态变形。在像 Cu,Ni 和 Ag 等金属中由于动力学再结晶引起的不稳定难以避免(Frost 与 Ashby,1982;也见图 8-6)。因此,这些材料的稳态数据不足或不可靠。Al,α-Fe 和碱金属卤化物并不如此倾向于动力学再结晶,可以在现范围内使用。

• p. 379 •

8.3.2.1 状态方程

在 8.2.4 节中已经把变形开始时最小变形状态作为一个特别简单的情况,此时动力学规律与位错结构无关。在大应变下达到的变形稳态可以作类似的简化,因为在稳态变形过程中位错结构的参数 $S_i^{\perp}$ 是一个定值($\dot{S}_i^{\perp}=0$)而不作为独立变量进入动力学定律中。例如在 ρ 模型中,根据式(8-19),稳态位错间距只是简单的 $\rho^{-0.5}=c_5/c_6$。

Dorn,Sherby 和其合作者早已注意到高温下蠕变速率有一个蠕变激活能,其值非常接近于该材料的自扩散激活能(见 Sherby 与 Burke,1967)。这表明稳态变形受刃位错攀移的控制。攀移控制蠕变的不同模式导致了所谓稳态变形的基本规律。由于蠕变过程中的攀移涉及到超过位错间距级距离的扩散,用 $\rho^{-0.5}\approx bG/\sigma$ 代替晶粒尺寸 d_g,从扩散流变规律[式(8-3)]中可以得到一个稍微简化形式的基本规律

$$\dot{\varepsilon}=A'\frac{D}{k_BT}\frac{\Omega\sigma}{(\rho^{-0.5})^2}=A\frac{DGb}{k_BT}\left(\frac{\sigma}{G}\right)^3 \tag{8-24}$$

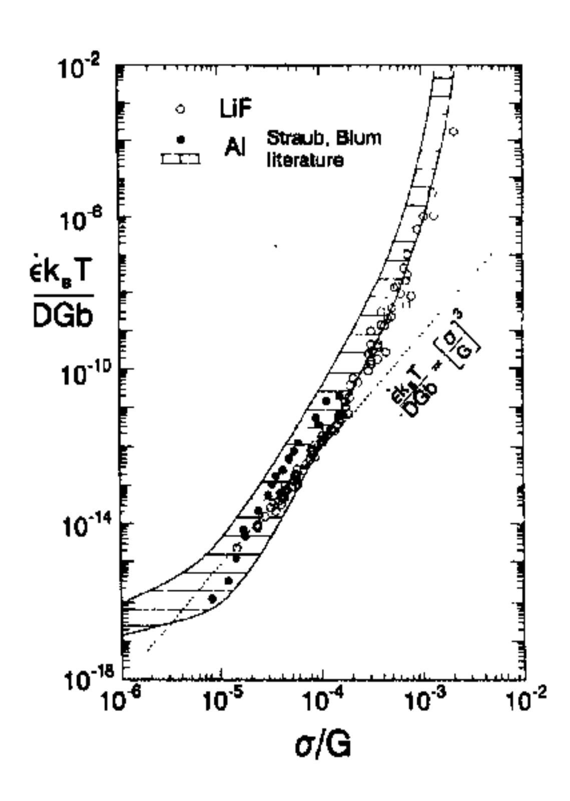


图 8-15　纯净材料 Al(Straub 与 Blum,1990)和 LiF(Biberger 与 Blum,1989)用 $k_BT/(DGb)$归一化的$\dot{\varepsilon}$与剪切模量 $G(T)$归一化的 σ 之间的稳态关系。虚线代表的是基本蠕变规律

攀移控制蠕变的精确处理表明,常数 A'和 A 的数量级为 1(见 Nix 与 Ilschner,1980)。在文献中确认:纯净材料不服从基本规律,因为其稳态蠕变速率的应力指数大于 3(如 Nix 与 Ilschner,1980)。但是据近来的报道,在低应力的极限情况下纯 LiF 确实服从基本规律(图 8-15)。即使对纯金属如 Al,随应力下降约 10^{-4}G,图 8-15 中稳态关系的曲线逐渐接近基本蠕变规律的直线。Straub 与 Blum(1990)检测到,随应力下降到 10^{-4}G 以下时应力指数随应力的减小而增加。这种现象尚未完全搞清,可能与夹杂有关。在低于 5×10^{-6}G 的极低应力下有一个应力指数下降至 1 的范围。在此范围内的蠕变称为 Harper-Dorn 蠕变。但是,由于极低的蠕变速率和可达到的应变以及缺少令人信服的确定应力指数为 1 的应力变化试验,仍不清楚在 Harper-Dorn 范围内是否有一个新的位错运动机制。在任何情况下,该范围的数据离基本蠕变规律所预测的不太远。这样假定 Al 中位错密度在 $\sigma=5\times10^{-6}$G 以下保持恒定($\approx3\times10^{8}\mathrm{m}^{-2}$),Harper-Dorn 范围的结果就可以用式(8-24)解释,因为蠕变过程中应变太小而不会产生位错密度长大的变化。

· p. 380 ·

随应力增加,稳态变形速率逐渐以正偏差偏离基本蠕变规律预测的理论值,而且$\dot{\varepsilon}$与 σ 成指数关系。这表明热激活的滑移过程成为蠕变速率控制的过程。低应力和高应力下的整个稳态变形可以用一个双曲正弦关系的表观形式来表示(Barrett 与 Nix,1965;Blum 与 Reppich,1969),

$$\dot{\varepsilon}=c_{11}D\sigma^{p}\sinh\left(\frac{V_a\sigma}{k_BT}\right) \tag{8-25}$$

变形的稳态速率与温度相关性主要通过扩散系数 $D=D_0\exp[-Q/(k_BT)]$来实现。V_a 为取

决于温度的表观激活体积。p 是一个恒应力指数，量级为 2—3。在一个有限的应力范围内，式(8-25)可以近似为

$$\dot{\varepsilon}=c_{12}\sigma^{n}\exp\left(-\frac{Q}{k_{B}T}\right) \tag{8-26}$$

n 为一个恒定的应力指数，Q 为一个恒定的表观激活能。根据式(8-25)，n 值随应力范围的提高而增加(Blum 与 Reppich，1969)。

8.3.2.2 位错结构

图 8-16 所示为变形稳态时的特征位错间距。根据式(8-20)，$c_8=28$，Al 中的亚晶粒尺寸 w 与剪切模量归一化的应力成反比。这关系普遍存在。Raj 与 Pharr(1986)提出：对大多数材料，c_8 的平均值为 23。式(8-20)可以从直接观察中导出，此时其误差不可避免地达 20%左右，这是由于其尺寸分散和胞状界面与亚晶界的区别不确定所带来的系统误差。式(8-20)还可以通过瞬态蠕变试验导出。即使亚晶粒尺寸从初始值到稳态值的微小变化也反映为一个 $\dot{\varepsilon}$ 的瞬态变化。从 $\dot{\varepsilon}$ 随 ε 变化的符号可以推导出 w 变化的方向。对纯净材料而

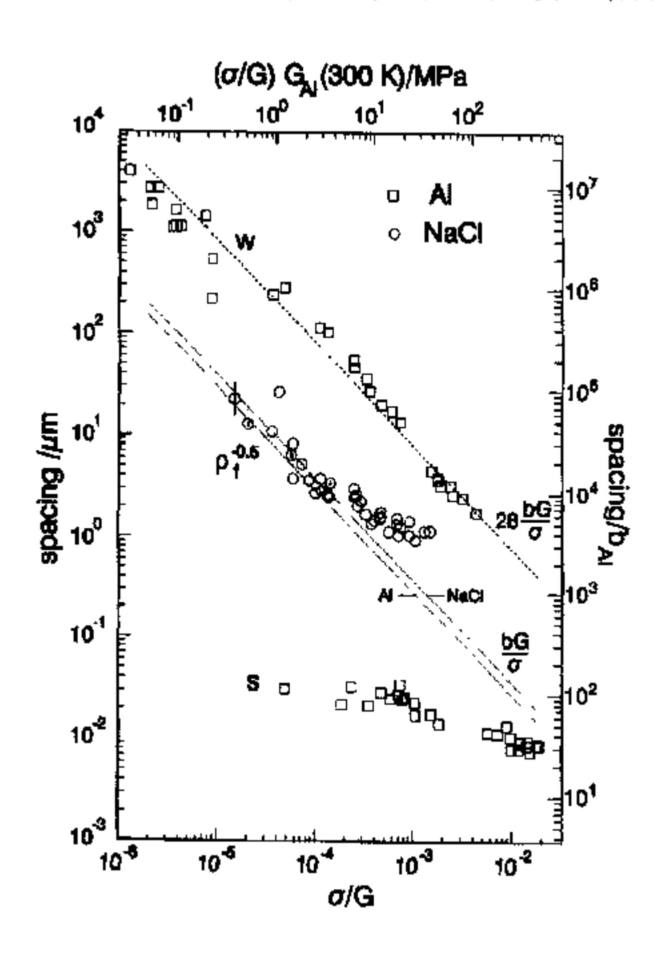


图 8-16 纯净材料稳态位错结构与剪切模量归一化的应力 $\sigma/G(T)$ 的函数关系。多晶 Al 的亚晶粒尺寸 w 和亚晶界中位错间距 s 的数据引自 Eggeler 与 Blum(1981)；而多滑移〈001〉位向 NaCl 单晶的独立位错平均间距 $\rho_f^{-0.5}$ 则引自 Frost 与 Ashby(1982)用 $G(T)$ 数据对 Eggeler 与 Blum(1981)数据进行重新计算后的数据

言，瞬态是正常的。这意味着 $d\dot{\varepsilon}/d\varepsilon$ 与 $dw/d\varepsilon$ 符号相反。König 与 Blum(1980a)用瞬态来表达 w 的变化，他们指出，w 是 σ/G 的一个特殊函数。σ 或 G 百分之几的变化(由于温度变化引起的)会促使 w 产生相应的变化。

• p. 381 •

由于亚晶粒内部位错在试样卸载和试样处理时无足够的稳定性，许多金属如 Al 用透射电子显微镜不能可靠地确定间距 $\rho_f^{-0.5}$。因此在图 8-16 中 $\rho_f^{-0.5}$ 的数据是从 NaCl 浸蚀法观察所得到的，此方法独立位错重新排列不甚严重。NaCl 的数据也可考虑用来代表 Al，因为 NaCl 中亚晶粒尺寸也服从式(8-20)，$c_8\approx30$(Blum 等，1991)。亚晶粒内部的浸蚀坑的分布相当均匀，几乎没有形成胞状结构的趋势。这意味着在高温蠕变后的 Al 的亚晶粒内见到的明显的胞状结构，NaCl 也有(Raj 等，1989)，它不代表稳态蠕变的应力下真实的位错排列(Vogler 等，1991)。独立位错的间距服从类似式(8-21)的关系：

$$\rho_f^{-0.5}=\alpha_f b\frac{G}{\tau_{G'f}}=c_{13}b\frac{G}{\sigma},\quad c_{13}=\alpha_f\Phi^{-1}\frac{\sigma}{\sigma_{G'f}}\tag{8-27}$$

$\sigma_{G'f}$是非热应力 σ_G 中由独立位错引起的分项。常数 c_{13}约为 1。这意味着在 $\Phi=1/3$ 且 $\sigma_{G'f}/\sigma\leqslant1$ 的情况下，$\alpha_f\leqslant1/3$。但是，不清楚对整个应力范围是否严格遵守式(8-27)。图 8-16 的数据表明，$\rho_f^{-0.5}$ 的应力相关性会弱于由式(8-27)的反比所得出的值。

亚晶界中位错间距 s 由于种种原因难以确定(Blum，1991)。本文中采用近似关系 $s=b/\Theta_{mis}=1.73l_b$，s 为每个界面中位错族的最小间距的平均值，Θ_{mis}为取向错配度，l_b^{-1} 为单位亚晶界面积上的位错线长度。可以清楚地看到应力对 s 的依赖性弱于对其余两个间距，但是不能排除有限的 s 的应力依赖性。

对比图 8-16 中的稳态数据与图 8-10 中加工硬化期间所得到的数据，发现两者基本相似。在剪切模量归一化的应力相同的情况下亚晶界和胞状界面的间距以及平均位错间距和独立位错间距近似相等。这表明了低温与高温变形有密切的关系。

• p. 382 •

为了解高温下变形的动力学，我们注意到不仅独立位错在运动，而且累积在亚晶界的位错也参与变形。对应变有贡献是十分重要的，这是因为当界面运动时，大多数亚晶界有一个旋转分量，这意味着界面运动时材料受剪切。一般认为亚晶界迁移(更普遍的是符号相同的位错群协同运动)的相对贡献达到 10%左右(Poirier，1985；Caillard 与 Martin，1987；Biberger，1989)。

8.3.3 变形条件变化的响应

8.3.3.1 单一变化

变形的外加条件的变化干扰了变形系统，分开了参与过程的位错运动的不同机制。这样改变试验条件可以得到有价值的变形动力学信息，这些信息是变形定量模型建立的重要参数，分为：

(1) 伴随应力每一个变化的弹性响应；

(2) 与背应变或正应变有关的滞弹性响应，背应变是由于应力降低后弯曲位错段的平直化和长程内应力松弛引起的，正应变是由于应力增加后位错段的弯曲和长程内应力的产生引起的；

(3) 除滞弹性外产生的塑性变形。

明显区分后两个非弹性变形模式之间的差别确实很难。但是，问题在一定程度上得到了解决，因为在应力变化后滞弹性反应通常较快发生而且很快停止。许多人试图从滞弹性背应变开始的卸载程度中推导一个所谓内背应力，它是在"dip 试验"中确定的。但是，详细研究已经表明，这种内应力不仅无法直接测量而且无法直接解释(见 Cadek，1988)。在此不详细讨论，只限于塑性变形。

• p. 383 •

图 8-17 所示为纯 Al 的应力变化试验结果(应变速率变化试验的结果与此类似)。圆圈代表每一个应力降低后的 $\dot{\varepsilon}$ 值，它是在滞弹性反应停止后马上测得的。这称为恒定结构下的应变速率 $\dot{\varepsilon}_{cs}$，因为在测量点的应变确实与应力降低前变形最终点的相同，从而位错结构确实无机会明显改变。但是，不能排除少量改变。从 $\dot{\varepsilon}_{cs}$ 之后应变速率向新应力下的新稳态值 $\dot{\varepsilon}_{ss}$ 变化。

变形条件变化后的瞬态是由于位错形貌的重组引起的。图 8-18 表明，多晶 Al 的亚晶粒尺寸在应力下降后随应变而增大。与亚晶粒长大有关的软化证明，纯 Al 的瞬态变形行为在以上所述的意义是正常的。但是，有一个 $\dot{\varepsilon}$ 随应变下降的初始范围。测量 LiF 中亚晶界的迁移已经表明，在此范围内的应变速率主要是由于亚晶界迁移引起的(Biberger，1989)。独立位错的运动只有在位错结构回复到一定程度后才占主导。

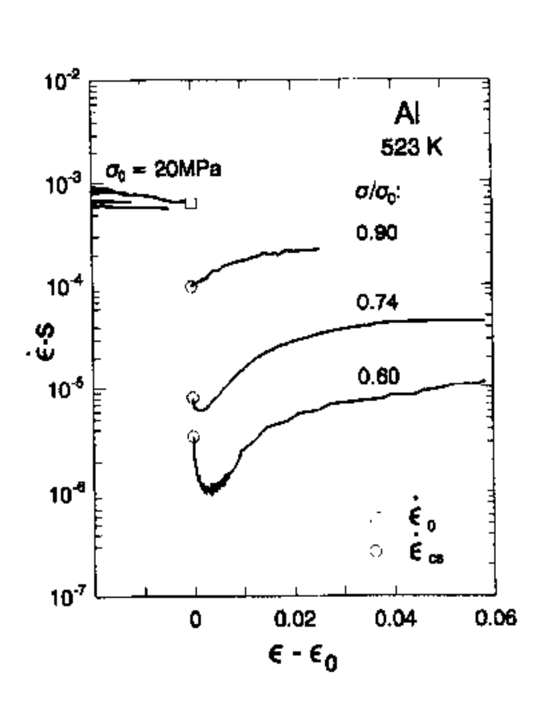


图 8-17 应力从 σ_0 降到 σ 的纯 Al 的试验(拉伸和压缩)的 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线。圆圈所示为在恒位错结构(在 σ_0 下蠕变产生应变 ε_0，以蠕变速率 $\dot{\varepsilon}_0$ 引发的)下经过弹性和滞弹性背应变(图中未指明)测得的蠕变速率 $\dot{\varepsilon}_{cs}$

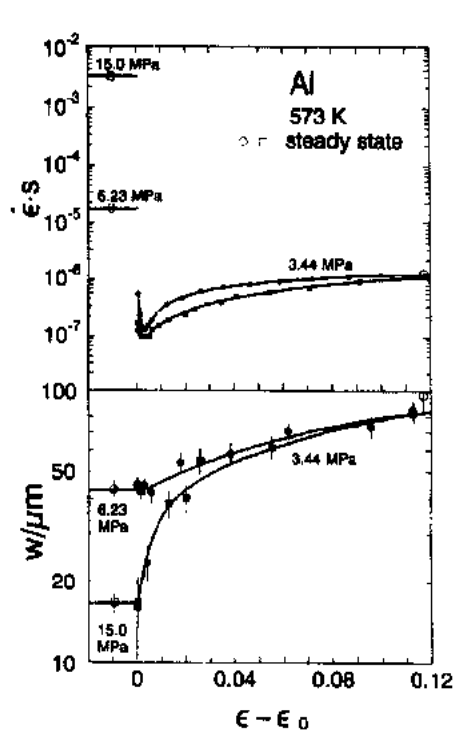


图 8-18 纯 Al 在 573K 下(从不同的初始应力到相同的最终应力)在应力降低后拉伸蠕变速率 $\dot{\varepsilon}$ 与亚晶粒尺寸 w 随应变的变化。稳态值用空心符号表示[源于 Ferreira 与 Stang 并重新绘制]

应力变化试验和(更有限的方法的)应力松弛试验提供了一个独特的机会来测量恒结构下在$\dot{\varepsilon}$范围内的$\dot{\varepsilon}_{cs}$与σ的关系。Hart(1970)及其合作者(1975)为了确定材料的硬度状态利用了这个从应力松弛推导出来的关系。图8-19所示为纯Al与纯LiF的$\dot{\varepsilon}_{cs}$随σ的变化。两类材料的数据是很相似的。$\log(\dot{\varepsilon}_{cs})$-$\sigma$曲线可以用两个分支的总和来解释(Blum等,1989a,1989b;Vogler与Blum,1990)。陡的高应力线部分对应于独立位错的贡献,而平坦的低应力线则反映了亚晶界迁移的贡献(如上所述)。可以看到,即使在完全卸载后,由于先前变形遗留下来的内应力的影响仍存在一个缓慢的正流变。

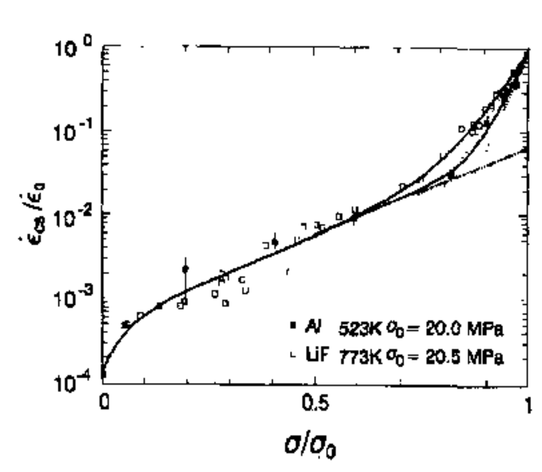


图 8-19 对纯 LiF(Biberger,1989)与纯 Al(Blum等,1989b)恒位错结构下$\dot{\varepsilon}$-σ的关系。$\dot{\varepsilon}_{cs}$与σ通过ε_0时应力降低前的蠕变速率$\dot{\varepsilon}_0$,应力σ_0归一化。$\dot{\varepsilon}_{cs}$可以分为独立位错(高应力分支)的贡献和亚晶界位错(低应力分支)的贡献两部分

• p. 384 •

$\dot{\varepsilon}_{cs}$-σ曲线在$\sigma=\sigma_0$处的斜率(它近似等于图8-19中高应力分枝的斜率)可以用来确定一个工作激活面积

$$\Delta a=\frac{k_3T}{\Phi b}\frac{\partial\ln\dot{\varepsilon}}{\partial\sigma} \tag{8-28}$$

在低温恒$\dot{\varepsilon}$下,加工硬化与高温稳态变形之间还存在着一个紧密的关系,即两种情况下,同一应力下测得的$\Delta a/b$数据很接近,并显示出相似的应力相关性(Blum等,1989b)。$\Delta a/b$与独立位错的平均间距具有相同的量级,这一事实说明,林位错是高温稳态变形期间整个亚晶粒内部热激活变形的障碍。此热激活变形机制与低温下所涉及的一样(Zeyfang等,1974)。

8.3.3.2 循环变化

考虑以下情况:所加应变速率或应力在Δt内按时间周期重复。与单调变形情况一样,材料通过变形抗力的变化对循环变形有所反应,这是位错结构变化的宏观表现。在一个材料硬化或软化的瞬态之后是稳态。当位错结构和变形抗力的变化过程从一个周期到另一个周期准确重复时,就达到了循环变形的稳态。注意单调变形稳态与循环变形稳态之间的差别:单调变形稳态时,在恒定变形条件下,位错结构不随应变而发生变化;而循环变形稳态时,其位错结构在每一个周期内连续变化,即在周期上的给定点,位错结构不同于相同应力下单调变形条件下达到的稳态结构。位错结构的差别促使在相同应力下,观察到的单调变形稳态的应变速率不同于循环变形稳态的应变速率。

作为一个例子,考虑恒平均应变下方向相反的循环应变。每一个周期上的小的不可逆的正负应变导致疲劳(见本卷第11章)。由于连续的周期应变,位错结构趋向于形成亚晶结构这种现象虽然不同于同样的σ/G比值下单调条件下形成的亚晶结构,但十分相似(König与Blum,1980b)。可以定性地说,位错的往复运动提高了位错密度的回复,因此循环变形的稳态即使在恒低温下也可以建立。

• p. 385 •

平均应变从一个周期到另一个周期变化的条件下的循环变形称为循环蠕变。循环对纯 Al 的变形速率的影响如图 8-20 所示。在一定应变下变形模型从 σ_2 下的(单调)蠕变转变到循环蠕变，此处应力在 σ_2 与 $\sigma_1 = R\sigma_2$ 之间变化。应力 σ 随时间 t 的变化是矩形，每一个周期包括一个 $\sigma=\sigma_1$ 的时间段 Δt_1 和一个 $\sigma=\sigma_2$ 的时间段 $\Delta t_2=\Delta t-\Delta t_1$。循环蠕变速率 $\dot{\varepsilon}_{cyc}$ 定义为每个周期变形的净速率。

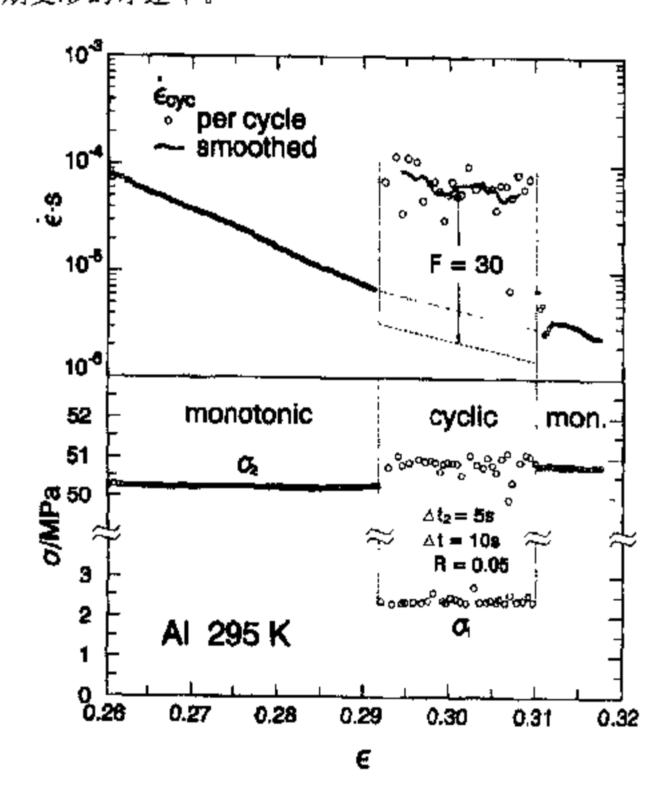


图 8-20　纯 Al 室温下变形模式从 σ_2 单调转变到循环蠕变($R=\sigma_1/\sigma_2=0.05$, $\Delta t_2/\Delta t=0.5$)，其压缩蠕变的 $\dot{\varepsilon}$ 与 σ 随 ε 的变化。这一变化与蠕变速率突然增加(循环蠕变加速)有关。增加的系数为 $F=\dot{\varepsilon}_{cyc}/\dot{\varepsilon}'_{cyc}\approx 30$，对应于每 6×10^{-4} 循环有一个额外应变(Vogler，1988；非公开)

$\dot{\varepsilon}_{cyc}$ 可以与从单调变形中预测的蠕变速率 $\dot{\varepsilon}'_{cyc}$ 对比。预测是根据一个特定规则做出的。通常用寿命百分数规则和应变规则，它们的结果是相似的。根据应变规则，预测变形发生的速率等于同样应力和应变下单调变形的速率。因此第 i 个循环中循环蠕变速率预测为

$$\dot{\varepsilon}'_{cyc,i}=\frac{1}{\Delta t}\int_{t_i}^{t_i+\Delta t}\dot{\varepsilon}\left[\sigma(t),\varepsilon(t)\right]dt \tag{8-29}$$

在图 8-20 所考虑的情况下，σ_1 与 σ_2 相比小些，这意味着 $\dot{\varepsilon}_1\approx0$，$\dot{\varepsilon}(\sigma_2,\varepsilon)$ 可以在每个周期中处理成常数，因此 $\dot{\varepsilon}_{cyc,i}=(\Delta t_2/\Delta t)\dot{\varepsilon}(\sigma_2,\varepsilon)=0.5\,\dot{\varepsilon}(\sigma_2,\varepsilon)$。但是，观测到的速率 $\dot{\varepsilon}_{cyc,i}$ 不等于预测的速率 $\dot{\varepsilon}'_{cyc,i}$，比值 $F_i\approx30$。这意味着纯 Al 的蠕变通过循环应力明显加速。这对具有高可动率的独立位错的纯净材料是典型的。加速度对应着每个周期中一个小的额外应变，为 $(\dot{\varepsilon}_{cyc,i}-\dot{\varepsilon}'_{cyc,i})\Delta t$，这使得低应力循环期间的非弹性背应变剧烈增加(Blum 等，1983)。似乎

是由位错的相反运动弱化了胞状界面和亚晶界。这与 Hasegawa 等(1975)观察的一致,他们发现,胞状界面在背向应变过程中可以部分消失。

• p. 386 •

8.4 固溶体

固溶原子阻碍位错运动,产生固溶强化。低温下固溶原子可以看作是不可动的。另一方面高温下固溶原子(通过晶格和/或沿位错的短回路)的扩散可动性大,固溶原子吸引到位错上,在位错周围形成拖曳其运动的固溶原子气团。气团的轮廓是由运动着的位错所抓住的固溶原子和运动中留下的固溶原子的动力学平衡所决定的。一旦位错速度与固溶原子的扩散速度数量级相等就开始形成气团。

位错速率 v 和有效应力 σ^* 之间的关系如图 8-21 所示。可以分为有气团和无气团两种情况。无气团位错的运动用热激活滑移来描述。低温下位错运动的波动性证明了这一点。林位错和固溶原子(群)形成了热激活所要克服的阻碍(见本卷第 5 章)。有气团的位错以一个粘滞方式运动,即

$$v = B\sigma_{sol}^{*m} \quad m \approx 1 \tag{8-30}$$

"有效应力"σ_{sol}^*是拖动位错和气团所必须的。另外,对热激活克服林位错(或位错自身形成的其他阻碍)存在一个有效应力 $\sigma_\perp^*$。用一个稍正式的形式,将总有效应力计为两个分量之和:

$$\sigma^{*q} = (\sigma_{sol}^*)^q + (\sigma_\perp^*)^q, 1 \leqslant q \leqslant 2 \tag{8-31}$$

指数 q 表明两个有效应力不能线性相加。图 8-21 中,为了简化,假定 $\sigma_\perp^*$ 可以忽略则 $\sigma_{sol}^* \approx \sigma^*$。在某一临界值 $\sigma_{crit,2}^*$ 下,应力太高以致位错从气团中脱离。这意味着位错速度从有气团的低值跃到无气团的较高值。这样一个突然跃变导致了以下所述的塑性变形时的不稳定性。

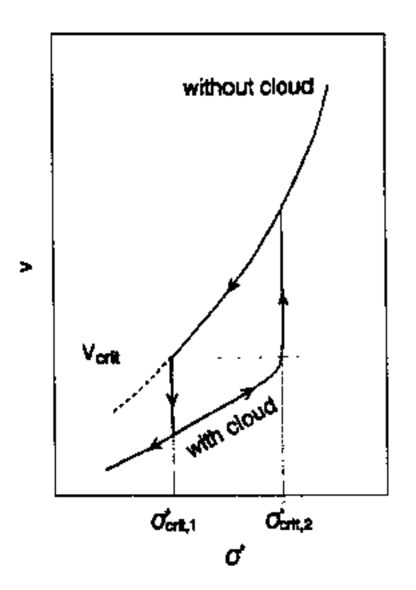


图 8-21 固溶体的位错速率 v 随 σ^* 变化的示意图。坐标轴为对数型

8.4.1 变形抗力和位错结构的演变

8.4.1.1 恒应变速率下的变形

固溶原子提高低温恒 $\dot{\varepsilon}$ 下变形期间的屈服应力和加工硬化速率(Kocks,1985;也见本卷第 5 章)。在中温范围内的变形过程中流变应力出现波动起伏(称为锯齿形屈服现象)。在图 8-22 中见到的 NiCr22Co12Mo 合金中所谓 Portevin-LeChatelier 效应在 673K 开始。它基本上是固溶强化,可以根据图 8-21 来解释。假定应力 σ^* 大于临界应力 $\sigma_{crit,2}^*$,则位错运动不带气团。随着位错密度 ρ 增加,平均速度 v 减小[式(8-6)]。如果 v 在临界有效应力 $\sigma_{crit,1}^*$ 下达到 v_{crit},气团形成,位错速率突然降到带气团的位错时的值。为保持应变速率恒定,应力必须急剧增加直到又超过 $\sigma_{crit,2}^*$。为了定量描述服从 Portevin-LeChatelier 效应的不稳定性,读者可参见 Kubin 和 Estrin(1985)以及本卷第 5 章。温度在 900K 以上时移动

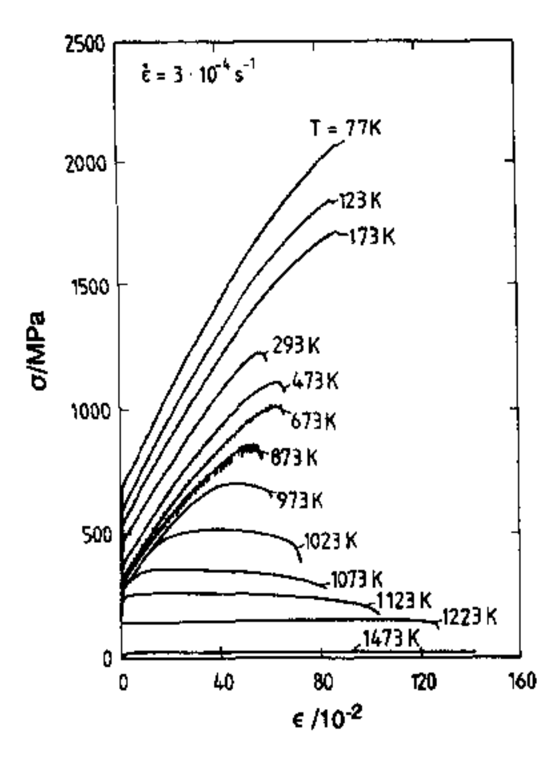


图 8-22 NiCr22Co12Mo 在 $\dot{l}/l=3\times10^{-4}/s$ 大温度范围内真实的应力-应变曲线。在 400K 和 900K 之间曲线所示的有由于 Portevin-LeChatelier 效应引起的起伏。曲线对应于 Viereck 等(1989)公布的名义应力-名义应变曲线

位错的有效应力通常保持在低于 $\sigma^{*}_{crit,2}$ 水平，因此不产生不稳定性。

• p. 387 •

8.4.1.2 恒应力下的变形

如果有效应力超过 $\sigma^{*}_{crit,2}$，可以观察到试样加载期间和之后短时间内快速的塑性流变。此流变与位错密度增加有关[式(8-19)]。这意味着 σ^{*}，v 快速减小。当 v 在 $\sigma^{*}_{crit,1}$ 下降到 v_{crit}，气团形成，导致 v 再次急剧下降(图 8-21)。随后在某一个 σ^{*} 稳态值，位错的增殖与湮灭达到平衡，σ^{*} 可以高于或低于 $\sigma^{*}_{crit,1}$。气团形成后蠕变速率通常不发生波动，因为位错保持在带气团运动的粘滞模式中。但是，在特定条件下，此处 σ^{*} 稳态值大于 $\sigma^{*}_{crit,2}$，会产生 v 的循环波动。已经观察到了蠕变期间的这种波动(Návratil 等，1974；Stejskalová 等，1981)。

• p. 388 •

图 8-23 所示为测得的一种奥氏体钢瞬时应变 ε_{ins} 随应力的变化，绘成应力-应变曲线。蠕变试验开始时大不规则加载过程中测得的 σ-ε_{ins} 曲线与高应变速率下及准连续增

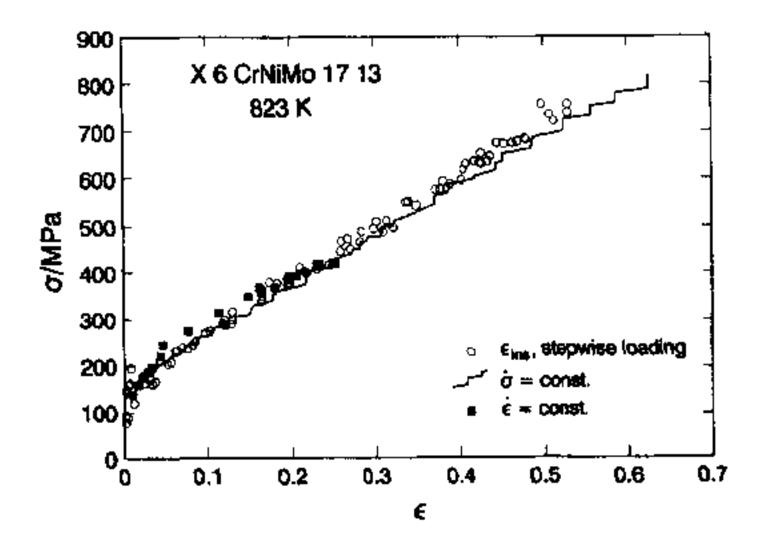


图 8-23 奥氏体钢 X6CrNiMo1713 瞬时拉伸应变 ε_{ins} 与应力 σ 之间的关系，绘成一条应力-应变曲线。在近似恒定速度 $\dot{\sigma}$ 下，应力大幅度增加与连续增加之间没有差别。恒(高)延伸速率下测得的实际 σ-ε 数据落在相同曲线上[引自 Eckert(1986)]

加应力过程中观察到的 σ-ϵ 曲线之间没有差别。这可以如下解释：如图 8-23 所示的应变可以表示为无气团位错运动的“快速”模式下得到的应变。根据图 8-21，这是材料发生加工硬化所必须的应力，以使 σ^* 降到 $\sigma^*_{crit,1}$。只要位错密度的回复在延长到测量“快速”应力-应变曲线的时间内可以忽略，应变由非热加工硬化确定，并对试验条件敏感。

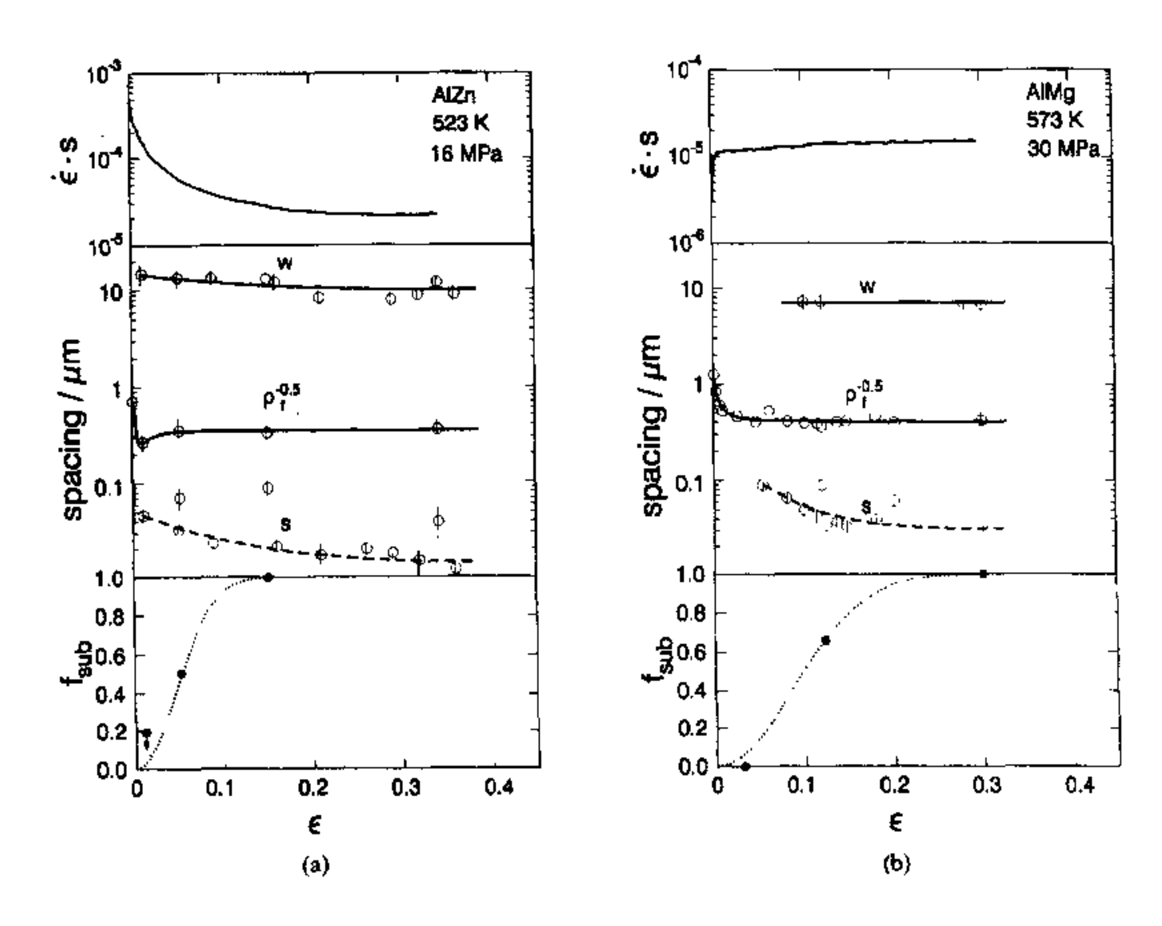


图 8-24 Al-5at. %Zn(a)与 Al-5at. %Mg；(b)在恒应力下其应变速率和位错结构（亚晶尺寸 w、独立位错间距 $\rho_f^{-0.5}$、亚晶界内的位错间距 s、含亚晶粒的体积分数 f_{sub}）随应变的变化。s 数据显示出分散性大，虚线用来表示平均间距 s 随应变的真实变化[引自 Blum(1991)]

• p. 389 •

固溶体的大多数高温蠕变试验是在带气团的位错“缓慢”运动的条件下进行的。图 8-24 所示为含 5at. %Zn 及 Mg 的 Al 合金的蠕变速率和位错结构随应变的变化规律。Zn 的强化效果弱，因此 AlZn 代表了一个与纯 Al(图 8-14)相同类型的正常瞬态行为，这称为 M 类（纯金属）性能。Mg 是强烈强化元素，因此 AlMg 的性质相反。AlMg 是 A 类材料（强烈固溶强化合金）的一个代表。令人感兴趣的是，位错结构的形成在两种情况下是很相似的：形成一种亚晶结构并且亚晶体积分数 f_{sub} 随应变逐渐从 0 增加到 1。局部的亚晶粒尺寸 w 相当稳定。亚晶粒内的位错间距 s 随应变慢慢减小。独立位错的平均间距 $\rho_f^{-0.5}$ 从其初始值相当快速地变化到一个接近于稳态值的数值。注意 AlZn 中蠕变速率的减小不是由独立位错结构细化造成的，而肯定与亚晶粒的形成有关。有文章（如见 Oikawa 和 Langdon，1985）称 M 类与 A 类合金中的位错结构性质上是不同的，这是由于 A 类材料中忽略了亚

晶粒形成,理由是远在显微组织转变完成之前蠕变速率达到一个近似稳态的值。

根据 ρ 模型容易理解瞬态蠕变性质上的明显差别。根据该模型(8.2.4 节),瞬态模型的类型取决于位错间距是大于还是小于最小变形抗力点的间距 $\rho_{\mathrm{extr}}^{-0.5}$。在 AlZn 中位错速度的应力指数 m[式(8-9)]是非常大的,根据式(8-14)将导致一个大的临界间距 $\rho_{\mathrm{extr}}^{-0.5}$,因此 $\rho^{-0.5} \leqslant \rho_{\mathrm{extr}}^{-0.5}$,这表示的是正常瞬态行为。而在 AlMg 中 $m \approx 1$,临界间距 $\rho_{\mathrm{extr}}^{-0.5} \approx 1.5bG/\sigma$(因为 $\alpha \approx \Phi$)小于位错间距 $\rho_i^{-0.5}$的稳态值(见 8.4.2.1 节),这表示的是反常瞬态行为。因此结论是:材料的瞬态变形行为取决于位错运动的动力学而不是位错结构。

8.4.2 稳态变形

8.4.2.1 位错结构

由于晶界运动引起的不稳定受到抑制以及溶质强化(位错上的较多析出物)钉住了应力下冷却过程中的位错结构,固溶体的稳态位错结构容易研究。图 8-25 所示为 AlZn 和 AlMg 的特征位错间距。这些数据类似于纯 Al 的[图 8-16 和式(8-27)及(8-20)]。这意味着应力是确定位错间距时最重要的参数。但是,在强烈固溶强化的情况下(高应力下的 AlMg),位错间距趋于大于纯净材料的及同一应力下的 AlZn 的。依据式(8-27),可以认

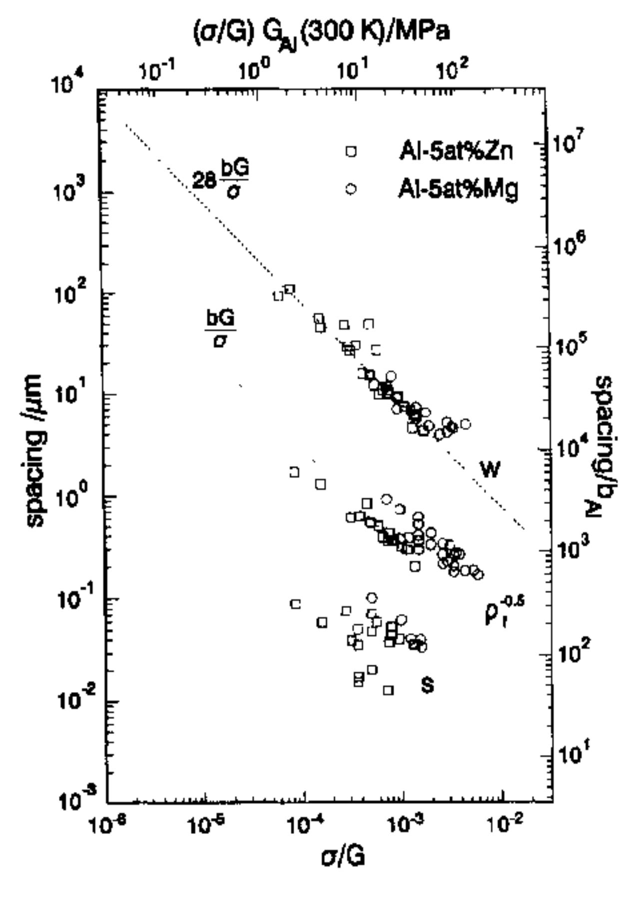


图 8-25 固溶体材料的稳态位错结构随剪切模量归一化应力 $\sigma/G(T)$的变化。包括亚晶粒尺寸 w,独立位错的平均间距,亚晶界的位错间距 s 等,材料为 AlZn 与 AlMg[引自 Blum(1991)]

为,AlMg 中的拖曳应力 σ_{sol}^* 相对较大,因此比值 $\sigma_G/\sigma=\tau_G/\tau$ 相对小些[式(8-3)和(8-8)]。从而式(8-27)中的因子 c_{13} 必然是 AlMg 的大于纯金属和弱强化金属的。

• p.390 •

8.4.2.2 状态方程

与纯净材料相比,有效应力 σ_{sol}^* 随应变速率的急剧增加弱化了固溶体稳态变形中的应变速率的应力敏感性。由于小应力状态下强烈固溶强化的限制,位错运动是扩散蠕变(受溶质原子气团的扩散运动控制)和正常三次幂蠕变规律的结果,理由与上述的 8.3.2.1 节所述相同。但是,请注意 D 现在是溶质的扩散系数。由于 σ_{sol}^* 超比例的增加,独立位错的密度的应力指数小于 2,位错速度的应力指数大于 1,结果产生的总应力指数略大于理论值 3。尽管如此,图 8-26 表明,正常蠕变规律是 AlMg 在极限情况下一个性质很好的近似。

8.4.3 变形条件变化的响应

如图 8-27 所示,应力降低后 AlMg 的瞬态行为是反常的。AlZn 和 AlMg 的恒结构应变速率的应力相关性示于图 8-28。对 AlMg,应力指数 $\dot{\varepsilon}_{cs}$(≈2)小于稳态指数(≈3.5),与反常瞬态蠕变特征一致。没有发现纯 Al 中所见到的分成两支的情况(图 8-19),因为独立位错动力学与亚晶界动力学没有本质上的差别。AlZn 处于纯 Al 与 AlMg 之间。对应于独

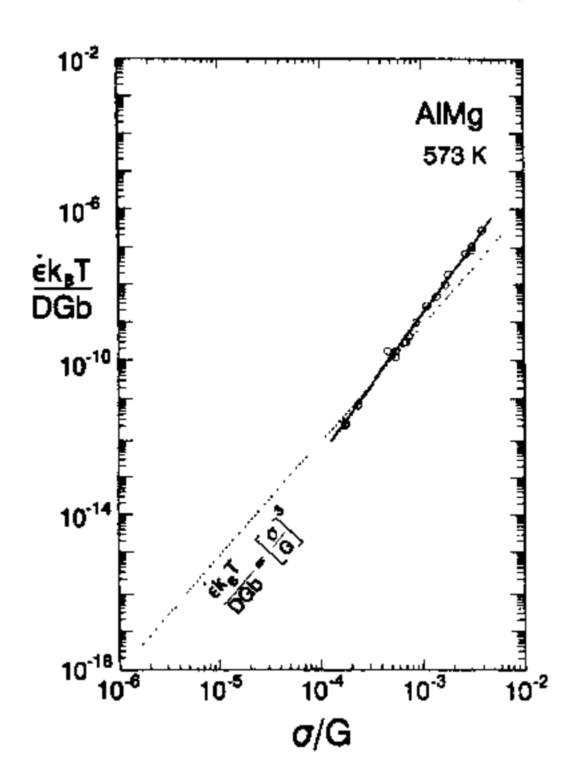


图 8-26 固溶强化 Al-5at.%Mg 的归一化 $\dot{\varepsilon}$ 与归一化应力之间的稳态关系。虚线表示正常蠕变规律

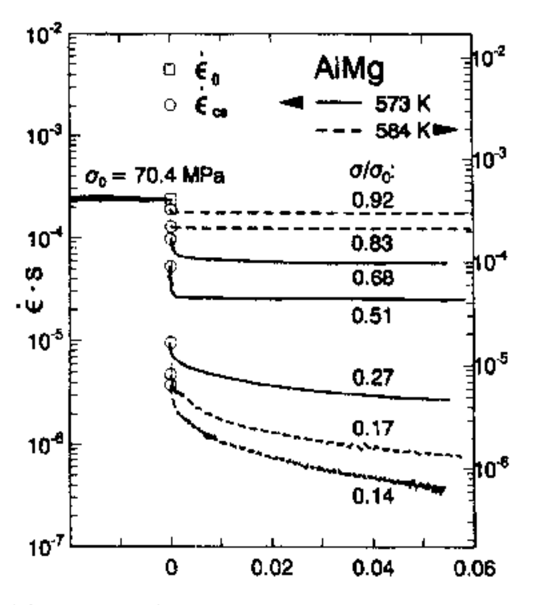


图 8-27 固溶强化 Al-5at.%Mg,应力从 σ_0 减小到 σ 的试验(拉伸和压缩)$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线。试验在 573K(实线对应于左边 $\dot{\varepsilon}$ 轴)和 584K(虚线对应于右边 $\dot{\varepsilon}$ 轴)下进行。圆圈所示为恒位错结构(在 σ_0,ε_0 下的蠕变引起的,此处蠕变速率为 $\dot{\varepsilon}_0$)下经过弹性和滞弹性背应变(图中未标明)后测得的蠕变速率 $\dot{\varepsilon}_{cs}$[引自 Blum(1991),附加 Vogler 的试验(1990,未公开)]

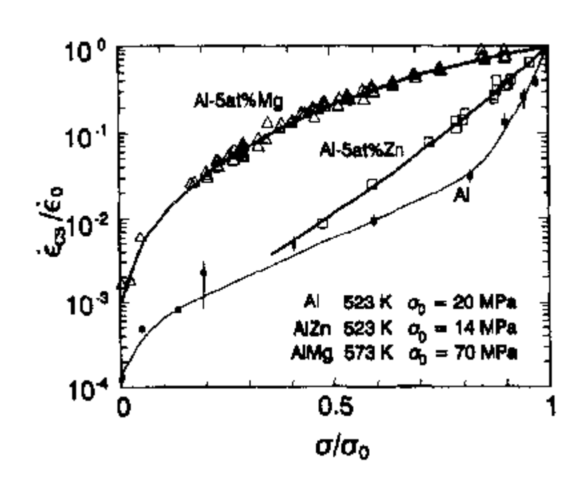


图 8-28 固溶体 Al-5at. %Zn 与 Al-5at. %Mg 在恒位错结构下归一化的 $\dot{\varepsilon}_{cs}$-ε 关系(Blum,1991)[其中图 8-19 的纯 Al 曲线用以对照]

立位错对应力降低的反应的$\dot{\varepsilon}_{cs}$的高应力分支可以用激活面积来描述,即使稳态蠕变速率和$\dot{\varepsilon}_{cs}$受 Zn 的低应力分支影响不大,该激活面积仍明显小于纯 Al。这意味着 Zn 对独立位错的运动有强烈影响,但是对控制稳态变形的过程只有一个微弱的影响。

· p. 391 ·

从上述微弱的瞬态响应可知,固溶原子阻止了$\dot{\varepsilon}$从应变规律预测值的偏离。这意味着只要循环的高应力部分的应变大,应力的循环变化对预测的应变速率影响有限。但是对于小应变,预计肯定有蠕变减速。循环蠕变的减速将在 8.5.3 节中讨论。

8.5 颗粒强化金属

8.5.1 变形抗力与位错结构的演变

由于作为限制位错滑移距离的位错障碍的颗粒存在,颗粒强化金属中的位错产生速率高于单相金属中的。这缩小了形成稳态位错结构所需的应变范围。同时由于颗粒强化作用使其应力增大,这意味着高密度位错不得不移动,因此稳态应变的绝对值非常大。以下举两个例子,它们代表两种不同类型的颗粒强化金属,称为具有由马氏体相变或热机械处理如机械合金化造成的高初始位错密度的材料和具有中等初始位错密度的材料。

· p. 392 ·

第一个例子是 12%Cr 类型的铁素体钢(X20CrMoV121)。其回火后的马氏体转变产生一个细小的亚晶结构,亚晶粒尺寸小于 1μm。图 8-29 所示为恒应力压缩和恒载荷拉伸下变形过程中材料的行为。拉伸试验的应变-时间曲线具有一个第二阶段蠕变中的最小蠕变速率特征,随后有明显的第三阶段(图 8-29a)。相应的$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线(图 8-29b)表明第三阶段蠕变覆盖了试验过程中最大的应变范围。令人感兴趣的是,拉伸和压缩的恒应力下$\dot{\varepsilon}$-ε 曲线在应变达 0.14 的大范围内有相同的形状。这表明空穴的形成只是在 $\varepsilon \geqslant 0.14$ 后蠕变的第三阶段的最后部分影响拉伸蠕变速率。因此这阶段的$\dot{\varepsilon}$主要增加一定是空穴形成以外的原因,称为亚晶界强化的丧失或颗粒强化的丧失,或者两者皆有。事实上,蠕变过程中亚

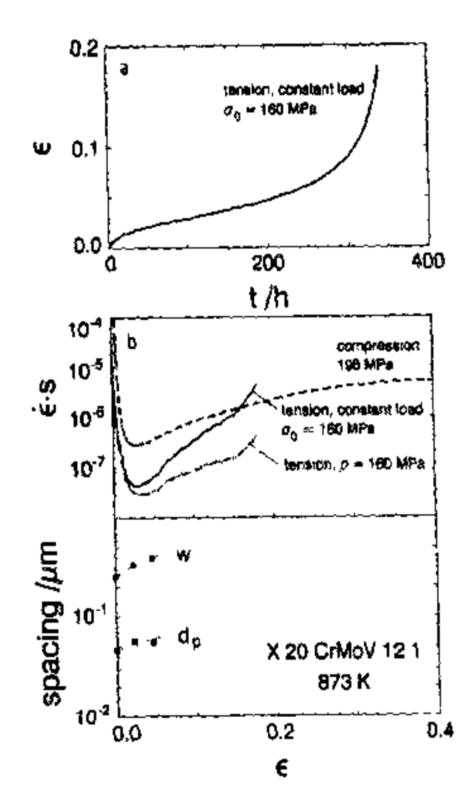


图 8-29 在 873K 下铁素体(回火马氏体)钢 X20CrMoV121 蠕变和显微组织的变化。(a)在恒荷、初始应力 σ_0=160MPa 下拉伸应变随时间的变化(Eggeler 等,1986);(b)上部:196MPa 下压缩蠕变速率(Straub,1991;未公开)和恒荷曲线上来的拉伸蠕变速率随应变的变化。恒 160MPa 应力下拉伸曲线是从用 $\dot{\epsilon}$ 应力指数 13 的恒荷曲线上计算而来的。下部:恒荷(σ_0=160MPa)下蠕变的亚晶粒尺寸 w 和碳化物颗粒尺寸 d_p 随应变而增加(Nilsvang,1989)

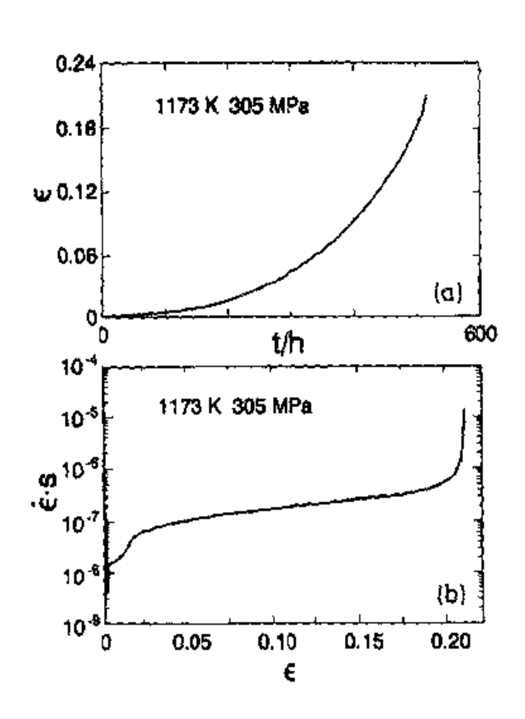


图 8-30 Ni 基高温合金单晶 SRR99 恒应力下的拉伸变形。(a)应变-时间曲线,(b)应变速率-应变曲线[引自 Hammer(1990)]

晶粒尺寸 w 和颗粒尺寸 d_g 会长大(图 8-29b)。以往的结果表明,w 随应变长大的速率与从动力学亚晶粒长大预测的数量级相等(Straub 与 blum,1991)。结论是:蠕变的第一、第二、第三阶段全在变形稳态之前的瞬态范围内。瞬态应变占了总应变量的 0.4,而第三阶段只占 0.02。第三阶段中 $\dot{\epsilon}$ 的最初增加是由于显微组织软化而不是空穴形成,这方面的细节仍需继续搞清。

· p. 393 ·

第二个例子是一个 γ' 强化的 Ni 基高温合金[001]位向的单晶。它有一个相当低的初始位错密度。初始组织是立方形 γ' 颗粒,周围是 γ 基体。图 8-30 所示为一个应变-时间曲线,它与前一个例子相同,在最小蠕变速率后存在明显的第三阶段。应变速率的变化表明,在 $\dot{\epsilon}$ 达到稳态值之前的瞬态蠕变范围内也会产生最小蠕变速率。最终的显微组织包括被 γ' 包围的片状 γ 筏排组织。在相界形成了位错网。图 8-31 所示为具有亚晶界特征的位错网。如同 X 射线分析所明确显示的一样(Biermann 等,1991),它们也有长程内应力。单轴内应力施加在硬的 γ' 相上的外应力上,抵消了较软的 γ 相上的应力,这样两相得以协调变形。

结论是,蠕变速率具有最小值的第二阶段蠕变通常在蠕变的瞬态范围开始时产生,不能误解为变形的稳态速率。

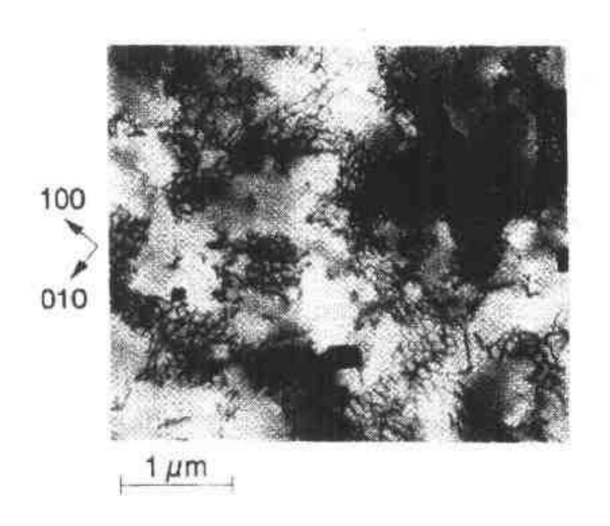


图 8-31 SRR99 在 σ_0=305MPa,1173K 下(见图 8-30)变形达 ε=0.027 后相界面内带位错网的 γ' 中 γ 的筏排。截面垂直于[001]晶带轴[引自 Hammer(1990)]

8.5.2 稳态变形

8.5.2.1 位错结构

在经过一个足够量的应变后(见上节)达到的变形稳态期间,就特征位错间距对应力的依赖性而言,颗粒强化合金的位错结构与单相材料的差别不很大。图 8-32 给出了一个关于 NiCr22Co12Mo 合金例子。Blum(1991)发表了颗粒强化的 Al 合金的类似数据。

• p. 394 •

在一个给定的剪切模量归一化的应力下颗粒强化合金的亚晶粒尺寸类似于(或稍小于)纯金属的。换句话讲,颗粒强化没有增大式(8-20)中系数 c_8 的值。在 γ' 强化的 Ni 基高温合金中遇到一个特殊情况,即亚晶界位置由 γ-γ' 相界决定(图 8-31)。但是即使在此处,系数* $c_8\approx24$ 的估计值具有与同一(归一化后的)应力下的纯净材料相同的数量级。

对独立位错(在颗粒和亚晶界没有缠绕)的平均间距 $\rho_f^{-0.5}$ 情况则多少有点不同。颗粒强化的 $\rho_f^{-0.5}$ 趋于大于纯净材料的。Singer 等(1980)清楚地证实了这一点。他们表明,在恒定施加应力下当颗粒强化项增加时独立位错间距增加。换言之,系数 c_{13} 随颗粒强化而增加,说明由于从非热应力 σ_G 中必须减去颗粒强化项 $\sigma_{G,p}$ 才能得到 $\sigma_{G,f}$,所以颗粒强化减小了 c_{13}[式(8-27)]中的 $\sigma_{G,f}/\sigma$ 比值。

• p. 395 •

8.5.2.2 状态方程

图 8-33 所示为一种机械合金化的 Al 的颗粒强化对变形速率的明显影响。此材料用 Cu,Mg 固溶,也用大量细小碳化物和氧化物颗粒强化。发现一个阈应力值,此处最小蠕变速率随应力减小而下降达几个数量级。考虑这种颗粒的阈效应最简单的方法是,用外加应

* 在 305MPa 下,从 $w\approx1\mu m$(图 8-31),b=0.254nm,G(1173K)=$[0.5(c_{11}-c_{12})c_{44}]^{0.5}$=57.2GPa(Hammer,1990)计算而来。

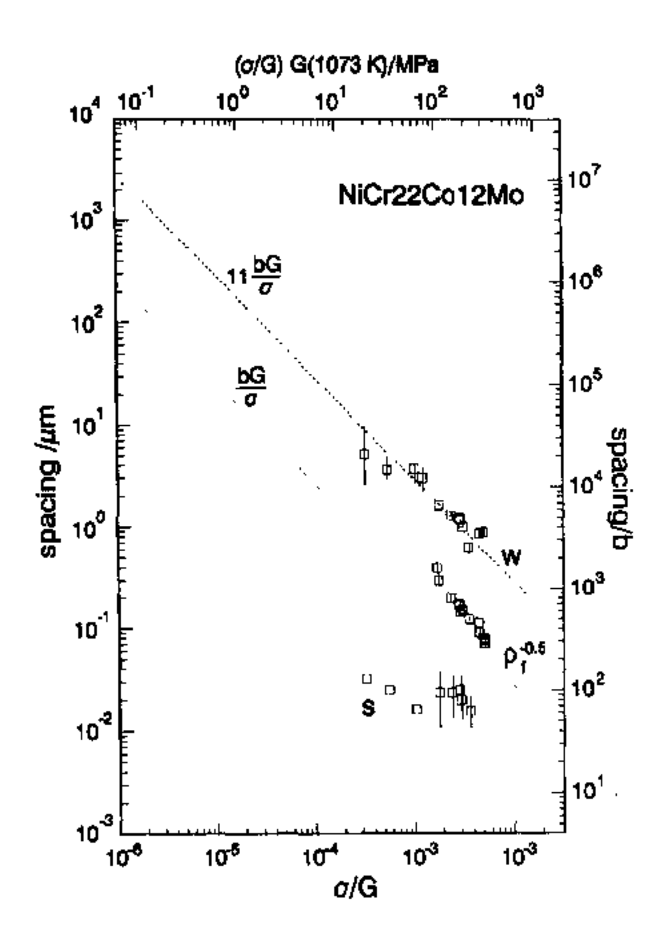


图 8-32 固溶和碳化物强化的 Ni 基合金 NiCr22Co12Mo 的稳态位错结构随剪切模量校正的应力 $\sigma/G(T)$的变化。包括亚晶粒尺寸 w,独立位错平均间距 $\rho_f^{-0.5}$,亚晶界上的位错间距 s。对大多数数据,变形温度为 1073K[引自 An(1989)]

力与由颗粒强化引起的非热应力之差 $\sigma-\sigma_{G,p}$代替表观幂指数规律[或(8-26)]中的应力,即

$$\dot{\varepsilon}_{\min}=c_{12}(\sigma-\sigma_{G,p})^{n_0}\exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right) \tag{8-32}$$

此处,n_0 是具有与颗粒间基体成分相同的无颗粒的参照材料的稳态应力指数。问题在于得到合适的 $\sigma_{G,p}$值(见 Blum 与 Reppich,1985;本卷第 7 章)。

情况基本如下:在高温下,因为位错可以攀移越过颗粒,$\sigma_{G,p}$小于绕过非共格颗粒所需应力(Orowan 应力)或切割共格颗粒所需应力。攀移一般导致 $\sigma_{G,p}$非常小。非共格颗粒的门槛应力相对大些的原因是由于颗粒界面上位错线能量部分松弛引起颗粒与位错之间相互吸引。但是,即使如此,这个相互吸引作用不会导致一个绝对阈,即低于它应变速率为 0。例如,在图 8-33 中可见,$\dot{\varepsilon}_{\min}$-σ 曲线是 S 形,这意味着即使低于阈应力仍不断产生一些变形。这可以用位错热激活从颗粒上脱开来解释。依据 Rösler 与 Arzt(1990),对 $\sigma<\sigma_{G,p}$(这种情况下它表示非热脱开应力),应力指数 $n_{\min}=\mathrm{d}\log\dot{\varepsilon}_{\min}/\mathrm{d}\log\sigma$ 随应力、温度、颗粒半径 r 和颗粒上位错线能量松弛因子 k_{rel}($\leqslant 1$)的近似变化为

$$n_{\min}=\frac{3}{2}\frac{Gb^2 r}{k_B T}(1-k_{\text{rel}})^{1.5}\left(1-\frac{\sigma}{\sigma_{G,p}}\right)^{0.5}\frac{\sigma}{\sigma_{G,p}} \tag{8-33}$$

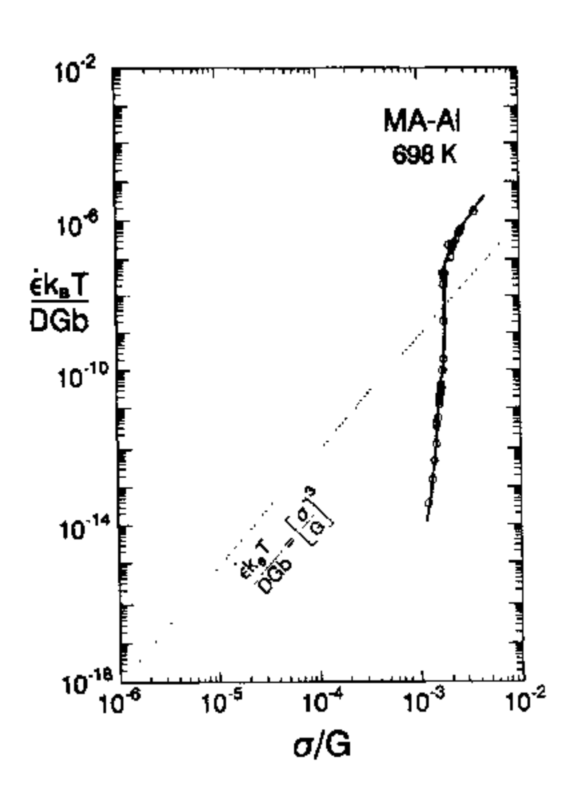


图 8-33　机械合金化(固溶和颗粒强化)AlCu4Mg1.5(In9021)的归一化最小蠕变速率与归一化应力的关系(Blum,1991)。点线表示基本蠕变规律

这表明 n_{min} 在 $0.2 \leqslant \sigma/\sigma_{G,p} \leqslant 0.9$ 范围内近似恒定。小颗粒比大颗粒容易脱开。这不仅使减小颗粒尺寸来增加颗粒强化作用受到限制,而且还具有限制高温使用过程中颗粒长大而带来的颗粒强化作用减弱的有利作用。

最小蠕变速率 $\dot{\varepsilon}_{min}$ 的产生是由于位错结构形成带来的强化和位错结构变化与颗粒结构退化(如形状变化与颗粒长大)带来的软化的共同作用造成的。另外,空穴长大也会有一个退化影响,尽管这一影响通常只在断裂前第三阶段即蠕变后期显示出重要性(见 8.5.1 节)。很清楚 $\dot{\varepsilon}_{min}$ 的物理意义并不简单。尽管如此,在估算材料至一定应变 ε_1 或至断裂蠕变寿命方面 $\dot{\varepsilon}_{min}$ 仍是一个重要的量,因为整个最小蠕变速率时间段占了全寿命的大部分。因此,蠕变寿命 t_1 与 $\dot{\varepsilon}_{min}$ 近似关系(Monkman-Grant 关系)为

$$t_1 = \frac{c_{14}}{\dot{\varepsilon}_{min}}, c_{14} = \int_0^{\varepsilon_1} \frac{\dot{\varepsilon}_{min}}{\dot{\varepsilon}(\varepsilon)} d\varepsilon \tag{8-34}$$

• p. 396 •

c_{14} 是 Monkman-Grant 常数。它取决于 $\log \dot{\varepsilon}$-ε 曲线的形状,如果曲线重合,即 $\dot{\varepsilon}_{min}/\dot{\varepsilon}(\varepsilon)$ 与应力无关,则为常数。依据式(8-32),对 $\sigma > \sigma_{G,p}$,$\dot{\varepsilon}_{min}$ 可以用 σ-$\sigma_{G,p}$ 代替。图 8-34 所示为 Monkman-Grant 关系的一个例子,对含相差悬殊的初始 γ/γ' 与位错微观结构的 Ni 基单晶高温合金,按阈应力概念进行了修正。

8.5.3　变形条件变化的响应

对于颗粒强化材料对 $\dot{\varepsilon}$ 或 σ 的变化的瞬态反应很少系统地研究。由于颗粒强化合金通

图 8-34　Ni 基高温合金单晶 σ-$\sigma_{G,p}$随温度-补偿时间的变化(Hammer,1990)。Q_{SD}:自扩散激活能

常用固溶原子附加强化,它们的瞬态变形响应处于 M 类(正常瞬态)与 A 类(反常瞬态)材料之间。图 8-35 所示为 Ni 基合金 NiCr22Co12Mo 对三个不同应力降低的瞬态响应。这响应既非正常也非反常,而是混合的。从这类应力降低试验可得到参数 σ_{sol}^*与 m[式(8-30)]。用这些参数根据单参数模型可以定量表示 NiCr22Co12Mo 的变形行为(An 等,1990)。

• p. 397 •

如果在循环的高应力(σ_2)段中的应变大于低应力(σ_1)段中的滞弹性背应变,应力变化的反复循环对 873K 下 NiCr22Co12Mo 的蠕变速率几乎无影响。这是因为瞬态不是很明显(图 8-35),蠕变的加速或多或少被减速抵消。观察到的最大加速系数值约为 $F=1.3$(Wolf,1990)。但是,如果高应力段的非弹性应变具有与低应力段的滞弹性背应变相同的数量级,通常见到的是蠕变减速。图 8-36 所示的试验中循环蠕变的(平均)速率 $\dot{\epsilon}_{cyc}$小于从应变规律预期的,比值等于 40,(即 $F=0.025$)。注意图 8-36[1] 中循环的高应力段和低应力段中的应变速率没有分析。蠕变减速的原因为位错障碍(如颗粒、亚晶界)上的力在滞弹性背应变期间松弛了,因此高应力段的力小于单调变形过程中的。在此意义上,小比值的 $R=\sigma_1/\sigma_2$ 的循环蠕变可以看作一个应力降低试验。实际上这种分析是很现实的,因为从单调模式转变到循环加载之后循环蠕变过程中有一个瞬态反应,此处循环蠕变性质的平均速率类似于在一个大应力降低之后的蠕变单调速率(对比图 8-35 与 8-36)。

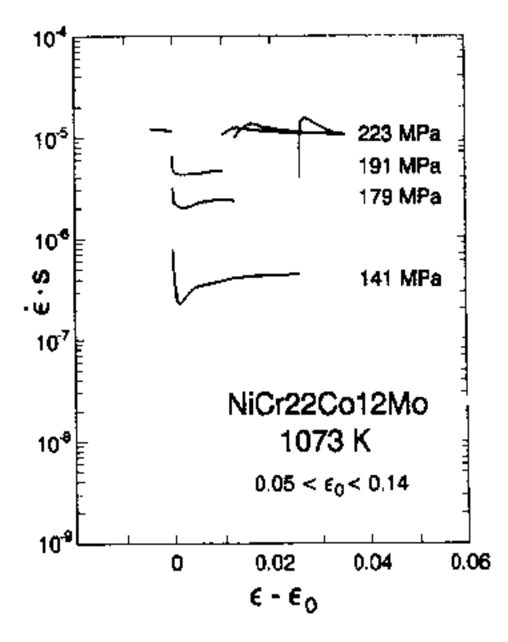


图 8-35　NiCr22Co12Mo 在 223MPa 下蠕变过程中经过不同量应力降低后和初始应力回复后的瞬态变形(Wolf,1990)

1) 原文为图 3-36。——译者注

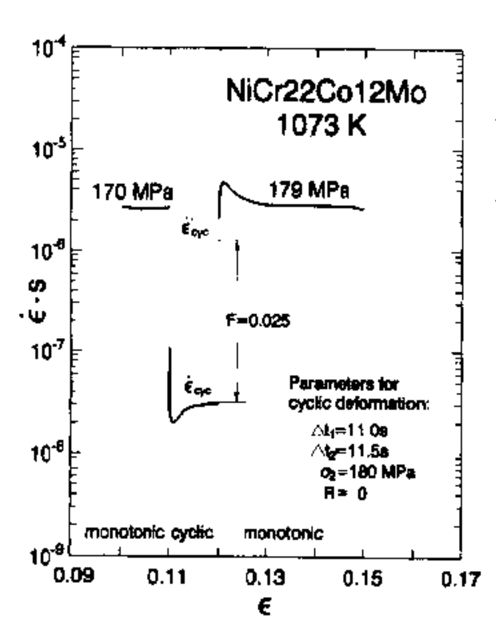


图 8-36 NiCr22Co12Mo 在 1073K 下拉伸蠕变的 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线，有一个变形模型从单调蠕变到循环蠕变($R\approx0$, $\Delta t_2/\Delta t=0.51$)及返回单调的改变。从单调到循环蠕变的变化产生了蠕变速率突然下降(循环蠕变减速)，随后是一个的瞬态 $\dot{\varepsilon}$。瞬态后循环蠕变的稳态中，速率因子 $F=\dot{\varepsilon}_{cyc}/\dot{\varepsilon}'_{cyc}\approx0.025$。这对应于每周期 $(\dot{\varepsilon}_{cyc}-\dot{\varepsilon}'_{cyc})\ \Delta t=2.7\times10^{-5}$ 的一个“消失应变”。从循环回到单调蠕变的变化随后是一个与应力增加后的瞬态相同类型的瞬态[引自 An(1988)]

另外，可以发现模式改变后，虽然循环蠕变过程中的高应力 σ_2 与先前的单调蠕变过程中的应力相同，但位错结构产生粗化(An，1988)。在 $\sigma=\sigma_2$ 下从循环转变到单调蠕变，导致一个瞬态反应，这在性质上与单调蠕变过程中应力增加的反应相同(图 8-35)。循环蠕变减速趋于延长蠕变寿命。但这延长部分会被断裂应变减小所抵消。

8.6 陶　　瓷

金属与陶瓷在高温塑性变形方面有许多相似性(Cannon 与 Langdon，1983 与 1988)。本文将采用 Hübner 的最新观点(1991)。当陶瓷的塑性变形由位错完成时，微观结构过程很类似于前节中所述的金属。位错容易在如 MgO 与 UO_2 的材料中运动。但是由于原子粘接与晶体结构的差异，强烈的晶体摩擦(深的 Peierls 谷)通常限制了位错的可动性。因此在陶瓷中，另一种机制即通过物质迁移的塑性变形机制比在金属中重要得多，特别是在低应力、小晶粒时。

• p. 398 •

8.6.1 变形抗力的演变

在通过位错运动而产生塑性变形的情况下，位错结构的演变和相应的变形抗力的变化与金属的没有差别。变形的瞬态范围不仅产生于通过位错的变形，而且也产生于通过物质迁移的变形。根据 Hübner(1991)，变形是由于粘滞流动的非晶态相挤出了两个相互压缩的晶粒面之间的界面区域。假定粘滞流受控于晶粒面之间的通道内一个层流，这模型产生一个随时间而减小的瞬态蠕变速率 $\dot{\varepsilon}$，

$$\dot{\varepsilon}=\frac{1}{6}\frac{\sigma}{\eta}\left(\frac{a_g}{d_g}\right)^3\left(1+\frac{t}{t_0}\right)^{-1.5},\quad t_0=3(\eta/\sigma)(d_g/a_g)^2 \tag{8-35}$$

就应力和晶粒大小的相关性而论，对于通过晶界的扩散流变，式(8-35)与式(8-3)具有相似性。用粘度 η 的倒数代替扩散系数。$\dot{\varepsilon}$ 随时间而减小是由于在压缩下晶界之间的通道宽度减小。可得到的最大应变 $\varepsilon_{max}\approx a_g/d_g$ 由刚性晶粒接触确定。图 8-37 所示为测得的 Si_3N_4 的 $\dot{\varepsilon}$-ε 曲线。得到的点与根据式(8-35)用合理的粘度值和非晶态晶界层宽度计算出来的曲线吻合得很好。蠕变速率很快下降了两个数量级。随后随应变的下降非常慢，给出了一个稳态变形压缩的印象，由于断裂面引起的 $\dot{\varepsilon}$ 增加不能用该模型来描述。

• p. 399 •

8.6.2 稳态变形

在通过位错的晶体陶瓷塑性变形的情况下，位错结构和状态方程与金属的相同，即形成亚晶粒结构，服从经验公式(8-26)。

但是在大多数情况下晶粒变形通过物质从压缩应力区移动到拉伸应力区来实现比通过位错的要快。在单相陶瓷中物质传输通过扩散来实现。速率控制过程是经过最快路径的较慢移动物质的扩散。在有非晶态晶界相的陶瓷中，传输可以通过非晶态层或液膜而发生。驱动力与扩散流变下的相同，即是由所加应力造成的化学势梯度。此梯度导致晶界相溶解度的变化，这促使在压缩应力的晶界区域材料脱溶，在拉伸应力的晶界区域上沉淀。速率控制过程可以是整个晶界相的扩散或者在界面上材料的脱溶。动力学规律类似于扩散流变的情况[线性应力相关，指数为 1－3 的晶粒大小相关性(Hübner，1991)]。另外，随晶界层宽度 a_g 增加稳态应变速率增加。

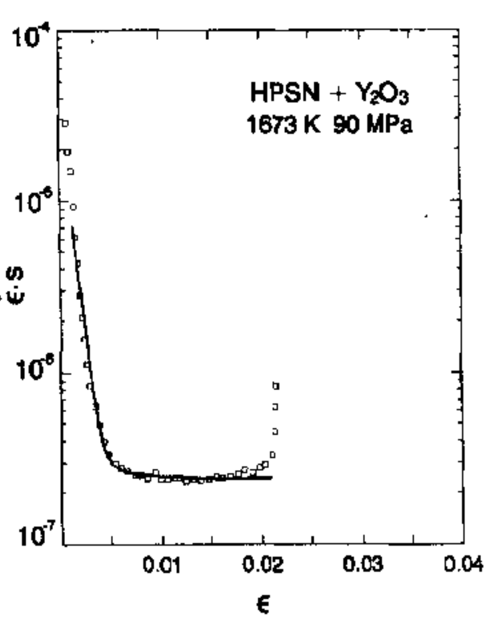


图 8-37 含 Y_2O_3 的热压 Si_3N_4 的 $\dot{\varepsilon}$ 随 ε 的变化(Messner，1990；引自 Hübner，1991)

空穴长大与空穴附近的局部塑性变形相匹配。这种塑性变形机制在有玻璃相的陶瓷中特别明显，导致低韧性工程陶瓷的拉伸蠕变速率明显高于压缩蠕变速率。

8.7 变形模型的建立

高温下通过物质传输的塑性变形的建模问题基本上已解决了。进一步改进模型以体现综合晶界结构(在晶界上的颗粒和晶界位错)对扩散流的影响是必要的(Forest 和 Ashby，1982)。但是，尽管有明显进展，但对与固溶原子和第二相有关的位错运动的塑性变形模型仍未建立。以下列举的是前面几节所述的主要试验结果的一部分，是建模必须考虑的

(1) 稳态位错结构通常是一种亚晶结构。

(2) 位错的特征间距主要取决于剪切模量归一化应力，一定程度上取决于颗粒强化。

(3) 在 M 类材料中亚晶粒的形成是一个强化过程。

(4) 亚晶界迁移保持亚晶粒结构是等轴的，导致位错相消。

(5) 稳态应变速率与亚晶界迁移速率相匹配。

(6) 在亚晶粒内部的独立位错的运动动力学通常不同于亚晶界的。

简单 ρ 模型(8.2.4 节)把(总)位错密度 ρ 作为唯一的显微组织参数，实际上确实解释了塑性变形动力学的一些主要特点，如正常和反常瞬态行为。但是在用同一参数 ρ 表示亚晶界位错和独立位错时并不令人满意，因为亚晶界位错大多数在性质上是几何的，即它

们形成亚晶界,并且不象独立位错那样携带长程应力。下面给出一个可以明显区分独立位错和亚晶界的更详细的模型。尽管这种方法复杂,但它是有用的,因为这种模型可以用一个单系列等式解释更多的塑性变形行为特征。

• p. 400 •

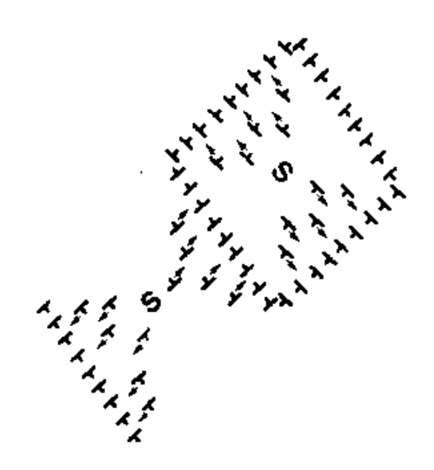


图 8-38 图 8-8(c)中的亚晶粒结构放大示意图。独立位错停滞于界面,这导致亚晶粒内部的局部塑性应变大于邻近亚晶界区域上的局部塑性应变。根据复合模型这塑性应变的非均匀性产生内应力

从图 8-8c 的亚晶结构特征开始(其中一部分已经在图 8-38 中放大显示)。从试验数据中假定亚晶界的运动相对于独立位错运动是缓慢的。这意味着相对于独立位错滑移,亚晶界可以看作是固定不动的。塑性变形总的速率由独立位错分量($\dot{\varepsilon}_f$)与迁移着的界面位错分量($\dot{\varepsilon}_m$)组成

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_f + \dot{\varepsilon}_m \tag{8-36}$$

亚晶界对塑性变形的影响用复合模型来表示(Nix 和 Ilschner,1980;Blum 等,1989a 与 b)。与胞状界面相似(8.3.1 节),考虑一个亚晶界有一个宽度为 a 的硬区,其变形平行于软的亚晶粒内侧。因此在一个亚晶界附近的局部应力 σ_h 大于所加应力 σ,而在亚晶粒内侧的局部应力 σ_s 应小于 σ[式(8-23)]。亚晶界上应力集中的观点通过对亚晶界上剧烈弯曲的位错段的直接电镜观察(Morris 和 Martin,1984)以及发现亚晶界迁移速率在应力下降(包括一个集中应力 σ_h 的下降)后急剧下降的间接观察(Biberger,1989)得到了证实。Derby 和 Ashby(1987)考虑了硬亚晶粒与软亚晶粒后提出一个不同的观点。但是他们的模型不能解释蠕变速率随亚晶粒尺寸而变化,这与这里所述的方法相反(见下)。

以前,以式(8-23)为基础的复合模型用于计算流变应力(Mughrabi,1980;Prinz 与 Argon,1984;Nix 等,1985)。Blum 等(1989a,b)及 Vogler 和 Blum(1990)已经应用该模型来描述应变动力学。所得到的通过独立位错的变形速率如下:

$$\dot{\varepsilon}_f = f_s\,\dot{\varepsilon}_{f,s} + f_h\,\dot{\varepsilon}_{f,h} + \dot{f}\,(\varepsilon_{f,h} - \varepsilon_{f,s}), \quad f_s + f_h = 1 \tag{8-37}$$

$\varepsilon_{f,s}$与 $\varepsilon_{f,h}$分别为软区与硬区内的局部塑性应变。硬区的体积分数是单位体积的界面面积 $2/w$ 与邻近界面的硬区宽度 a 的乘积

$$f_h = 2a/w \tag{8-38}$$

$\dot{\varepsilon}_{f,s}$与 $\dot{\varepsilon}_m$ 用 Orowan 公式[式(8-6)]表示为

$$\dot{\varepsilon}_{f,s} = \Phi b \rho_f v_{f,s} \tag{8-39}$$

$$\dot{\varepsilon}_m = \Phi b \rho_b v_m \tag{8-40}$$

• p. 401 •

$v_{f,s}$与 v_m 分别为亚晶粒内部独立位错的速率和亚晶界的迁移速率,ρ_b 为亚晶界位错密度,它可以表示为单位体积的界面 $2/w$ 和单位界面面积的位错长度$\approx 2/s$ 的乘积

$$\rho_b \approx \frac{4}{sw} \approx 4\,\frac{\Theta_{mis}}{bw} \tag{8-41}$$

(Θ_{mis}:亚晶粒错配角)。独立位错以编织过程(编织指位错插入界面和从界面抽出,Blum,

1977;Caillard 和 Martin,1987)通过亚晶界的运动而引起的局部应变速率$\dot{\varepsilon}_{f,b}$与亚晶界迁移速度相匹配,目的是把界面迁移与"织出"(抽出)之间的试验所观察到的配合(Caillard,1985)考虑为

$$\dot{\varepsilon}_{f,b} = f_m \dot{\varepsilon}_m \tag{8-42}$$

上式包含了塑性变形的动力学规律。位错结构的参数的变化规律可以此参数的稳态值为基础利用一个表观方法,用如下的微分型公式表达,即

$$dx = c_x(x^{\infty} - x)d\varepsilon \tag{8-43}$$

x 代表 w,$\rho^{-0.5}$和 f_{sub},x^{∞}是 x 的稳态值,c_x 为一个常数,它决定 x 随应变呈指数型变化接近 x^{∞}时的速率。

模型运用如下:独立位错在亚晶界内滑移是绝大部分应变的贡献者,但是受位错在硬边界区域的运动控制,它本身又与亚晶界迁移相匹配。注意三个过程彼此不是独立的,通过内应力联系起来。尽管亚晶粒迁移只对应了约应变的 10%,但它决定了稳态变形的速率。亚晶界既通过扩散控制迁移(Derby 和 Ashby,1987),也通过滑移控制而运动(Caillard,1985),取决于哪一个过程更快。滑移具有较低的激活能,较高的应力敏感性。因此在低温下它是更快的过程。这解释了稳态变形速率与应力相关性随应力的变化规律,称为幂指数-规律软化(见图 8-15)。

现在用以上所述的模型来计算 M 类材料的代表纯 Al 以及 A 类材料的代表 AlMg 的稳态变形与瞬态变形。分三步进行:

(1) 修正模型以适合所观察到的纯 Al 的稳态变形行为的应力相关性与温度相关性。

(2) 计算 Al 的瞬态行为。

(3) 修正模型以计算 AlMg 的稳态和瞬态行为。

步骤 1 为拟合过程,已经由 Vogler 与 Blum (1990)完成了,他们选定

$$v_{f,s} = c_{15}(T)\sinh\left(\frac{b\Delta a_s \sigma_s^*}{Mk_BT}\right) \tag{8-44}$$

$$v_m = c_{16}(T)\frac{s}{w}\sinh\left(\frac{b\Delta a_h \sigma_h}{Mk_BT}\right) \tag{8-45}$$

• p. 402 •

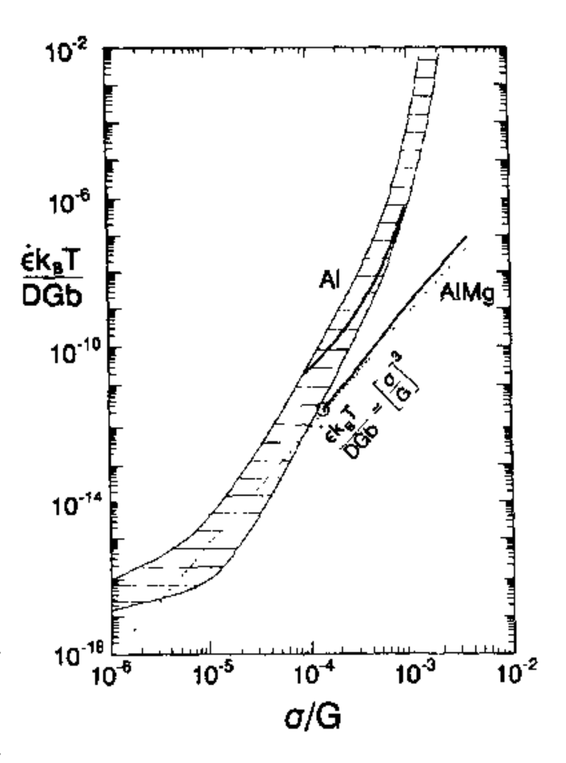


图 8-39 Al 与 AlMg 归一化的蠕变速率与归一化应力之间的关系以及从模型计算来的结果。Al 的数据来自图 8-15,标出本征蠕变规则以作比较[引自 Zhu(1991),未公开的结果]

其中 $\sigma_h/\sigma(=5)$为稳态变形下恒应力集中系数,Δa_h 为恒温下一个恒定值。已经表明(Blum 等,1991),软区激活面积 Δa_s,随试验所要求的应力而变化。* 图 8-39 表明$\dot{\varepsilon}$与 σ 之间的稳态关系与所观察到的一致。

* Vogler 与 Blum(1990)提出的 Δa_s 的应力相关性是错误的,正确形式是 Blum 等(1991)提出的。

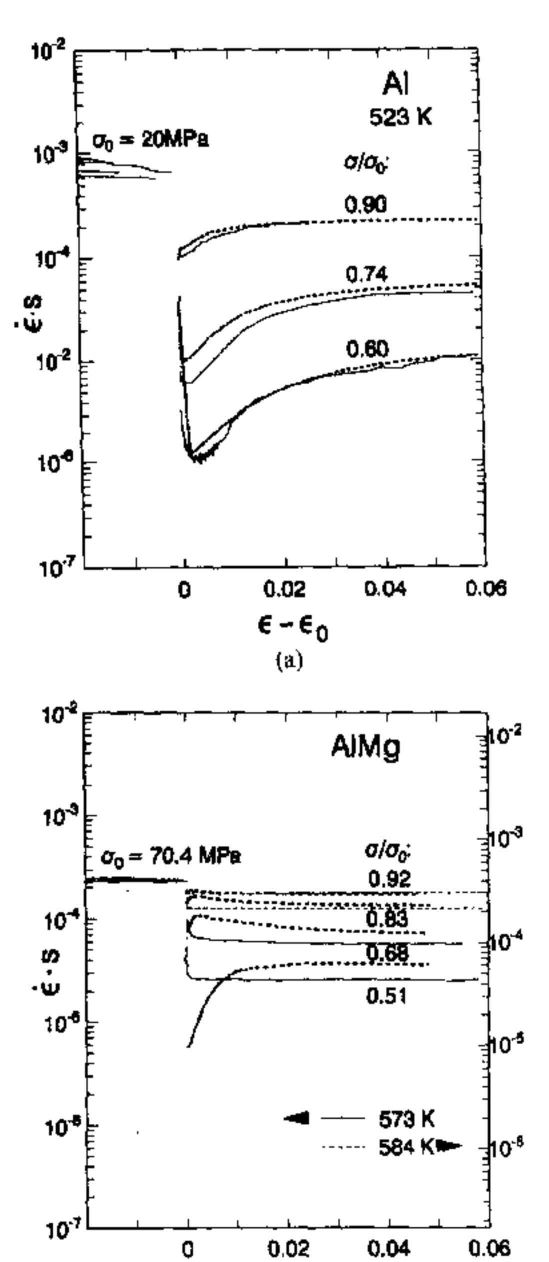


图 8-40　应力回复后测得的与计算的瞬态蠕变速率-应变曲线,(a)Al(Vogler 与 Blum,1990);(b)AlMg(Zhu 等,1991;未公开)。粗虚线是从复合模型计算来的。细线表示测量的曲线(来自图 8-17,8-27)

第 2 步,模型用于预测应力下降之后的瞬态变形行为。结果用图 8-40(a)再示之。大应力降低之后瞬态开始阶段的计算值与试验之间的误差是由于忽略了短程位错相互作用引起的滞弹性背应变部分而造成的。

第 3 步,修止模型中的公式,使之满足 AlMg 中位错运动的粘滞性的要求。最重要的变化为以下式代表式(8-44),

$$v_{\mathrm{f,s}} = c_{17}(T)\sigma^{*}_{\mathrm{s,sol}} \qquad (8\text{-}46)$$

c_{17}取决于温度与固溶原子的浓度。当然,更多的变化,如用 $\sigma^{*}_{\mathrm{h,sol}}$代替式(8-45)中的 σ_{h}(分析 $\sigma^{*}_{\mathrm{s,sol}}$时)以及位错间距的变化(见 8.4.2.1 节),将是必须的。但是,我们限定只改变一个,通过式(8-44)转变为式(8-46)使模型中所有其他方面保持不变,目的是为了表明这变化是最主要的一个。它把变形特征从 M 类材料的转变到 A 类材料的。

图 8-39 所示为计算的 AlMg 稳态 $\dot{\epsilon}$-σ 关系。Al 的稳态蠕变速率的指数应力相关性已转变成 AlMg 的应力指数为 3 的幂函数,与观测值接近(图 8-26)。相对于 Al,AlMg,其稳态应力集中因子 $\sigma_{\mathrm{h}}/\sigma$ 不再是恒定的,而是随着应力增加而从 Al 的值 5(选小应力 $\sigma = 3\mathrm{MPa}$)下降到 1($\sigma = 75\mathrm{MPa}$)以使 $\sigma^{*}_{\mathrm{s,sol}}$随 σ 而增加,因此亚晶粒内部的独立位错可以跟上界面位错。

图 8-40(b)所示为计算的 AlMg 瞬态响应。又可见,式(8-46)代替式(8-44)导致从正常瞬态行为转变到反常的,同试验观察的一样。

• p. 403 •

以上说明,尽管硬区在控制蠕变速率方面是根本性的,宏观观察到的行为却敏感地取决于软区流变的动力学。复合模型不仅成功地描述了稳态,而且成功地描述了单相材料瞬态变形,这预示了在将来有可能计算具有一种基础微观结构更复杂的两相材料,在一个复杂的加载条件下的变形。

8.8 致 谢

感谢 Q. Zhu，M. Eng. 制作图画，O. Vöhringer 教授与 P. Anongba 博士提供图 8-22 和图 8-9，Dipl. -Ing. A. Absenger，Dipl. -Ing. B. Geibel，Dipl. -Ing. S. Straub，Dipl. -Ing. S. Vogler，Q. Zhu 与 M. Eng. 提供了未公开的研究结果，E. Kramer 教授、P. Lukác 与 H. Mughrabi 认真审阅了手稿。

8.9 参考文献

Alexander, H., Haasen, P. (1968), *Solid State Phys.* *22*, 27.

Ambrosi, P., Schwink, Ch. (1980), in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5).* Vol. 1: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 29–33.

An, S. U. (1988), *Dr.-Ing. Thesis, Univ. of Erlangen-Nürnberg.*

An, S. U., Wolf, H., Vogler, S., Blum, W. (1990), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 81–95.

Anongba, P. (1990), *Thesis, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne.*

Barrett, C. R., Nix, W. D. (1965), *Acta Met. 13*, 1247.

Biberger, M. (1989), *Dr.-Ing. Thesis, University of Erlangen-Nürnberg* to appear 1992 in *Phil. Mag. A.*

Biberger, M., Blum, W. (1989), *Scripta Met. 23*, 1419.

Biberger, M., Blum, W. (1992), *Phil. Mag. A 65*, 757.

Biermann, H., Kuhn, H.-A., Ungár, T., Hammer, J., Mughrabi, H. (1991), in: *Proc. of the 9th Intern. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 9):* Brandon, D. G., Chaim, R., Rosen, A. (Eds.). London: Freund Publishing House, pp. 421–428.

Blum, W. (1977), *Z. Metallkde. 68*, 484.

Blum, W. (1991), in: *Hot Deformation of Aluminum Alloys:* Langdon, T. G., Merchant, H. D., Morris, J. G., Zaidi, M. A. (Eds.). Warrendale: TMS, pp. 181–209.

Blum, W., Ilschner, B. (1967), *Phys. Stat. Sol. 20*, 629.

Blum, W., Reppich, B. (1969), *Acta Met. 17*, 955.

Blum, W., Reppich, B. (1985), in: *Creep Behaviour of Crystalline Solids.* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 83–135.

Blum, W., Portella, P. D., Feilhauer, R. (1983), in: *Festigkeit und Verformung bei hoher Temperatur:* Ilschner, B. (Ed.). Oberursel: Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, pp. 41–59.

Blum, W., Rosen, A., Cegielska, A., Martin, J. L. (1989a), *Acta Met. 37*, 2439.

Blum, W., Vogler, S., Biberger, M., Mukherjee, A. K. (1989b), *Mater. Sci. Eng. A 112*, 93.

Blum, W., Straub, S., Vogler, S. (1991), in: *Proc. of the 9th Intern. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 9):* Brandon, D. G., Chaim, R., Rosen, A. (Eds.). London: Freund Publishing House, pp. 111–126.

Caillard, D. (1985), *Phil. Mag. A 51*, 157.

Caillard, D., Martin, J. L. (1987), *Rev. Phys. Appl. 22*, 169.

Cannon, W. R., Langdon, T. G. (1983), *J. Mater. Sci. 18*, 1.

Cannon, W. R., Langdon, T. G. (1988), *J. Mater. Sci. 23*, 1.

Carrard, M., Martin, J. L. (1984), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 27–38.

Clauer, A. H., Wilcox, B. A., Hirth, J. P. (1970), *Acta Met. 18*, 381.

Cottrell, A. H. (1953), *Dislocations and Plastic Flow in Crystals.* London: Clarendon Press.

Derby, B., Ashby, M. F. (1987), *Acta Met. 35*, 1349.

Eckert, J. (1986), *Thesis Univ. Erlangen-Nürnberg.*

Eggeler, G., Blum, W. (1981), *Phil. Mag. A 44*, 1065.

Eggeler, G., Ilschner, B., Schepp, P., Zohner, R. (1986), *Mater. Technik 14*, 187.

Estrin, Y., Mecking, H. (1984), *Acta Met. 32*, 57.

Ferreira, I., Stang, R. G. (1979), *Mater. Sci. Eng. 38*, 169.

Frost, H. J., Ashby, M. F. (1982), *Deformation-Mechanism Maps.* Oxford: Pergamon Press.

Göttler, E. (1973), *Phil. Mag. 28*, 1057.

Haasen, P. (1989), *J. Phys. France 50*, 43.

Hammer, J. (1990), *Dr.-Ing. Thesis, Univ. Erlangen-Nürnberg.*

Hart, E. W. (1970), *Acta Met. 18*, 599.

Hart, E. W., Li, C. Y., Yamada, H., Wire, G. L. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). MIT Press, Cambridge (Mass.), pp. 149–197.

Hasegawa, T., Karashima, S., Hasegawa, R. (1971), *Met. Trans. 2*, 1449.

Hasegawa, T., Yakou, T., Karashima, S. (1975), *Mater. Sci. Eng. 20*, 267.

Hübner, H. (1991), in: *Microstructure and Mechanical Properties of Materials.* Tenckhoff, E., Vöhringer, O. (Eds.). Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, pp. 151–160.

Kassner, M. E., McMahon, M. E. (1987), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 29–40.

König, G., Blum, W. (1980a), in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5).* Vol. 1: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 363–367.

König, G., Blum, W. (1980b), *Acta Met. 28*, 519

Kocks, U. F. (1976), *J. Eng. Mater. Tech. (ASME-H) 98*, 76.

Kocks, U. F. (1985), *Met. Trans. 16 A*, 2109.

Kubin, L. P., Estrin, Y. (1985), *Acta Met.* **33**, 397.

Livingston, J. D. (1962), *Acta Met. 10*, 229.

McQueen, H. J., Jonas, J. J. (1975), in: *Treatise on Materials Science and Technology.* Vol. 6: *Plastic Deformation of Materials:* Arsenault, J. R. (Ed.). New York: Academic Press, pp. 393–493.

McQueen, H. J., Knustad, O., Ryum, N., Solberg, J. K. (1985), *Scripta Met. 19*, 73.

Mecking, H. (1977), in: *Work Hardening in Tension and Fatigue:* Thompson, A. W. (Ed.). Warrendale: AIME, pp. 67–87.

Mecking, H., Kocks, U. F. (1981), *Acta Met. 29*, 1865.

Messner, E. (1990), *Thesis Tech. Univ. Hamburg-Harburg.*

Morris, M. A., Martin, J. L. (1984), *Acta Met. 32*, 549.

Mughrabi, H. (1975), in: *Constitutive Equations in Plasticity:* Argon, A. S. (Ed.). Cambridge (Mass.): MIT Press, pp. 199–250.

Mughrabi, H. (1980), in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5)*. Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1615–1633.

Mughrabi, H. (1983), *Acta Met. 31*, 1367.

Navrátil, V., Hamerský, M., Blažková, J. (1974), *Czech. J. Phys. B 24*, 907.

Nilsvang, N. (1989), *Thesis, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne*.

Nix, W. D., Ilschner, B. (1980), in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5)*. Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1503–1530.

Nix, W. D., Gibeling, J. C., Hughes, D. A. (1985), *Met. Trans. 16 A*, 2215.

Oikawa, H., Langdon, T. G. (1985), in: *Creep Behaviour of Crystalline Solids:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 33–82.

Poirier, J.-P. (1985), *Creep of Crystals*. Cambridge: Cambridge University Press.

Prinz, F. B., Argon, A. S. (1984), *Acta Met. 32*, 1021.

Raj, S. V., Pharr, G. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 217.

Raj, S. V., Pharr, G. M., Whittenberger, J. D. (1989), *Mater. Sci. Eng. A 113*, 161.

Reppich, B., Rieger, K., Müller, G. (1990), *Z. Metallkde. 81*, 166.

Rösler, J., Arzt, E. (1990), *Acta Met. 38*, 671.

Schröter, W., Siethoff, H. (1984), *Z. Metallkde. 75*, 482.

Schwink, C., Göttler, E. (1976), *Acta Met. 24*, 173.

Seeger, A., Wilkens, M. (1967), in: *Reinststoffprobleme III, Realstruktur und Eigenschaften von Reinststoffen:* Rexer, E. (Ed.). Berlin: Akademie-Verlag, pp. 29–122.

Sherby, O. D., Burke, P. M. (1967), in: *Progress in Materials Science*. Vol. 13: *Mechanical Behaviour of Crystalline Solids at Elevated Temperature:* Chalmers, B., Hume-Rothery, W. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 325–390.

Siethoff, H., Schröter, W. (1978), *Phil. Mag. A 37*, 711.

Singer, R., Blum, W., Nix, W. D. (1980), *Scripta Met. 14*, 755.

Stejskalová, V., Hamerský, M., Lukáč, P., Vostrý, P., Sprušil, B. (1981), *Czech. J. Phys. B31*, 195.

Straub, S., Blum, W. (1990), *Scripta Met. Mater. 24*, 1837.

Straub, S., Blum, W. (1991), *Steel Res. 62*, 72.

Viereck, D., Merckling, G., Lang, K. H., Eifler, D., Löhe, D. (1989), in: *Festigkeit und Verformung bei hoher Temperatur:* Schneider, K. (Ed.). Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, pp. 201–218.

Vogler, S., Blum, W. (1990), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 65–79.

Vogler, S., Meßner, A., Blum, W. (1991), *Mater. Sci. Eng. A 145*, 13.

Wilshire, B. (1990), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 1–9.

Wilshire, B., Evans, R. W. (1985), *Creep of Metals and Alloys*. London: The Institute of Metals.

Wolf, H. (1990), *Dr.-Ing. Thesis, Univ. Erlangen-Nürnberg*.

Zeyfang, R., Buck, O., Seeger (1974), *Phys. Stat. Sol. (b) 61*, 551.

一般阅读资料

Alexander, H. (1986), in: *Dislocations in Solids*. Vol. 7: Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North Holland, pp. 115–234.

Bendersky, L., Rosen, A., Mukherjee, A. K. (1985), *Int. Met. Rev. 1*, 1.

Čadek, J. (1988), *Creep in Metallic Materials* Amsterdam: Elsevier.

Caillard, D., Martin, J. L. (1987), *Rev. Phys. Appl. 22*, 169.

Cannon, W. R., Langdon, T. G. (1983), *J. Mater. Sci. 18*, 1.

Cannon, W. R., Langdon, T. G. (1988), *J. Mater. Sci. 23*, 1.

Dislocations and Properties of Real Materials, Proc. Conf. on the 50th Anniversary of the Concept of Dislocations in Crystals, Book 323 (1985). London: The Institute of Metals.

Frost, H. J., Ashby, M. F. (1982): *Deformation-Mechanism Maps:* Oxford: Pergamon Press.

Haasen, P. (1974), *Physikalische Metallkunde*. Berlin: Springer.

Ilschner, B. (1973), *Hochtemperaturplastizität*. Berlin: Springer.

McQueen, H. J., Jonas, J. J. (1975), in: *Treatise on Materials Science and Technology*. Vol. 6: *Plastic Deformation of Materials:* Arsenault, R. J. (Ed.). New York: Academic Press, pp. 393–493.

Nix, W. D., Ilschner, B. (1980), in: *Proc. 5th Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA 5)*. Vol. 3: Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1503–1530.

Poirier, J.-P. (1985), *Creep of Crystals*. Cambridge: Cambridge University Press.

Riedel, H. (1987), *Fracture at High Temperatures*. Berlin: Springer.

Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.) (1981, 1984), *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*. Swansea: Pineridge Press (1987, 1990), London: The Institute of Metals.

9　金属、陶瓷和金属间化合物的超塑性

Amiya K. Mukherjee

Department of Mechanical, Aeronautial and Materials Engineering,

University of California, Davis, CA, U. S. A.

（桂满昌译　陶春虎校）

目录

符号与缩语表

A	横截面积
A	微观结构与机制的相关性常数
b	伯格斯矢量的模
c	晶粒在流体中的摩尔浓度
d	晶粒尺寸
Do	扩散系数
D_{gb}	晶界扩散系数
D_v	体扩散系数
G	剪切模量
k	玻尔兹曼常量
K	温度与结构相关性参数
lo	分割段初始长度
Lo	初始标距长度
m	应变速率敏感性指数
n	应变速率的应力敏感性系数
p	晶粒尺寸倒数指数
P	拉伸力
P	静压力
Q	激活能
r	空穴半径
r_c	临界半径
$dr/d\varepsilon$	单位应变的空穴生长速率
R	气体常数
t	时间
T	温度
α	与边界结构有关的参数
$\dot{\varepsilon}$	应变速率
$\dot{\varepsilon}_{tot}$	总应变速率
γ	应变硬化系数

γ	表面能
γ_{IS}	晶间应变
γ_{DS}	扩散蠕变应变
γ_{GBS}	晶界滑动应变
Γ	晶界自由能
δ	边界厚度
η	晶界相粘度
σ	应力
Ω	原子体积

DB	扩散连接
GBM	晶界迁移
GBS	晶界滑动
NCM	纳米晶材料
SEM	扫描电子显微镜
SPF	超塑性成形
TEM	透射电子显微镜
TZP	四方晶氧化锆多晶体

·p.410·

9.1 引　言

金属成形工艺技术可追溯到青铜时代。这项技术是随着加热金属或它们的合金能显著改善它们的延展性这一远古时的发现而诞生的。在能源意识日增的工业时代，高温时金属的易变形性提出了在高温使用条件下维持尺寸限度这样一个问题，如在现代动力装置中所遇到的。有关蠕变现象的讨论集中在本书的第7和第8章。

最近，同样在高温下，另一条研究路线开创了一个新的、令人兴奋的领域。这种新的方法充分利用高温时的易变形性，而不是努力限制塑性变形；金属或合金，以及日益增多的陶瓷材料在拉伸时能变形到非常大的应变量。与这种变形相关的极高的塑性称为超塑性。对于超塑性，200%－500%的延伸率是很平常的，Higashi 等人(1985)对铝青铜获得了5500%的延伸率。20世纪20年代后期，Jenkins(1928)在英国的研究工作可能是超塑性研究的先驱。Pearson(1934)在他的发表论文中令人信服地用实验证实了超塑性的存在。随后，超塑性研究的主要工作是在前苏联进行的(Bochvar 和 Sviderskaya，1945)。目前对超塑性的重视在很大程度上应归功于 Underwood(1962)的述评工作以及 Backofen 及其合作者(1964)的早期实验研究工作。

目前正在进行的超塑性研究包括基本流变方面的科学价值和失效机制，以及它在成形工艺中的重要性。特别是在飞机机体和燃气轮机生产中，钛、铝和镍基工业合金的超塑性成形已成为现实。这一近似于最终形态的成形工艺，相当大地节省了材料成本和劳动密集型的加工成本。它的成形应力或压力常常是相当低的。因此，可以使用用于热塑性材料的成形方法(即吹塑成形)使零件成形。最终的产品通常具有极好的表面精度和相当好的各向同性的力学性能。由于这项技术的重要性，有关超塑性基础和应用研究的文献一直处于增长的势头。同时有关超塑性和超塑性成形方面的国际研讨会的数量也在不断地增加(Paton 和 Hamilton，1982；Pearce 和 Kelly，1985；Baudelet 和 Suery，1985；Hamilton 和 Paton，1988；Kobayashi 和 Wakai，1989；Heikkenen 和 McNelley，1988；McNelley 和 Heikkenen，1990；Merrilea 等，1990)。

本书将集中在细晶粒多晶固态的超塑性上，即微晶超塑性。从技术观点看，这类超塑性是最重要的一种，在目前的研究和发展中最引人注目。在其它类型的超塑性方面，即内应力超塑性，通过纯金属(有各项异性膨胀系数)和复合材料(具有不同热膨胀系数的组元)的热循环，或者通过固态相变热循环，可以观察到牛顿粘性行为。这类超塑性这里将不作讨论。感兴趣的读者可以研究 Sherby 和 Wadsworth 发表的有关内应力超塑性方面近期的述评(1985 和 1989)。

·p.411·

本章的目的不是提出一个有关微晶超塑性现象全面的述评。在过去的几年里，已经有了几本有关该方面作为一般性阅读的书籍和述评(Padmanabhan 和 Davies，1980；Gifkins，1982b；Suery 和 Mukherjee，1985；Pilling 和 Ridley，1989；Mukherjee 等，1989；Sherby 和 Wadsworth，1989；Maehara 和 Kangdon，1990)。本书的作者仅希望给出一个简短的而且是判别性的有关超塑性最突出方面的述评。这样的述评将出现在以后的几节中。首先将讨

论微晶超塑性的一般性条件，然后在描述超塑性的结构表达式的范围里，讨论应变速率、应力、晶粒大小和温度之间的关系。在此之后将讨论超塑性变形微观结构方面内容，即晶界滑动、界面迁移、晶粒转动、晶粒长大等现象。以协调过程类型和速率控制机制为基础评述各种有关超塑性理论模型的本质。对于微观结构的变化，特别是在晶粒长大方面，将讨论应变速率敏感性指数在促使缩颈稳定性方面的重要作用。根据空洞形核、长大和连接的观点讨论超塑性空穴化过程。同时也将叙述空穴对已经成形的应用件性能的影响，以及在变形过程中施加静气态压力(使空穴化程度最小化)的作用。最后探讨有关陶瓷和金属间化合物超塑性研究的近期进展。

9.2 超塑性的一般条件

微晶超塑性的三个基本条件是：(a)细小(大约小于 10μm)、等轴的晶粒，而且在变形中相当稳定；(b)温度高于基体绝对温度溶点一半以上；(c)应变速率不能太高(小于 10^{-2} s^{-1})，也不能太低(大于 $10^{-6}s^{-1}$)。大多数超塑性材料是两相合金(共析和共晶体)，或具有准单相组织(晶粒界面有粒子)。这样的材料才满足一定程度的微观组织稳定性条件(即判据 a)，因为两相组织的化学性质不一致，以及准单相合金中粒子在晶界上的钉扎作用使应变增强的晶粒长大作用达到最小化。第二个判据主要关系到固态扩散控制过程在超塑性中起作用的情况，以及超塑性是与所有其它高温蠕变机制相类似的一种类型。第三个判据主要是保证应变速率敏感性指数有一个足够大的值，以促使外部缩颈的稳定性。

正如在 9.4 节中将要讨论的那样，晶界滑动现象在超塑性上构成了一个重要的拓扑结构要求。为了使晶界滑动容易进行，滑动界面应是大角度晶界面(小角度界面不容易滑动)。类似的原因，因为在被拉长晶粒组织的基体中，三维晶粒滑动不容易发生，所以晶粒形态应是等轴的。晶界滑动和晶界迁移常常是相互紧密联系的过程。因此超塑性基体中的晶界也应是活动的。

• p. 412 •

9.3 力学方面特征

拉伸变形时对缩颈形成具有大的阻力是超塑性材料显著特征之一。这种对颈缩的阻力最好是通过应变速率敏感性指数，即 m 的值来判断，这里可给出 $\sigma \propto \dot{\varepsilon}^m$，其中 σ 是应力，$\dot{\varepsilon}$ 是应变速率(在蠕变文献中，更通常的关系是 $\dot{\varepsilon} \propto \sigma^n$，其中 n 是应变速率的应力敏感性指数，显然 $m=1/n$)。为了理解 m 在促使获得大的延伸率方面的重要作用，最简单的方法是研究试样横截面积 A 的变化。拉伸试验中 A 随时间的变化可表达为 $dA/dt=-(P/K)^{1/m} \cdot (A)^{(m-1)/m}$，其中 P 是拉伸力，K 是一个在简单的关系式 $\sigma=K\varepsilon^m$ 中所体现的、且与温度和组织相关的参数。以上的讨论表明试样横截面的求值依赖于与参数 m 有关的有效截面，当 m 趋于 1 时，才变得与 A 无关。从而当 $m \to 1$ 时，颈缩趋势降低，以至于 m 为 0.5 的中间值将导致单一的扩散颈缩，于是获得大的断裂延伸率。大的 m 值是缩颈稳定性的理想状况。假如整个多晶材料通过扩散蠕变的某种形式变形，即 Coble(1963)或 Nabarro-Herring(1948)型蠕变，可预测 $m=1$ 的最大值，即 $n=1$。这已经在一些细晶陶瓷材料中观察到了(Venkatachari 和 Raj，1986)。然而，在金属系以及在某些陶瓷和金属间化合物中，

有效的变形机制常常包括 $n \approx 5$ 时的位错蠕变部分，以及其它和晶界滑动和扩散蠕变有关的机制。这将产生一个综合的 n 值，通常接近于 2。

事实上，超塑性和蠕变是密切相关的，它是各种高温变形微观机制的一种。Mukherjee 等人(1969)给出了晶态固体高温变形内在关系的一般形式。在此后发表的一篇文章中，为了能处理扩散蠕变和超塑性问题，他们(Bird 等，1969)又增加了有关晶粒大小方面的内容。根据这一半经验表达式，能重新表示高温蠕变和超塑性的不同理论模型。由于这一表达式在那些有关于应力、应变、晶粒尺寸和温度之间稳态关系的文献中被广泛采用，因此我们在本书中对于超塑性也将采用它。按照这一表达式(Mukherjee 等，1969)，对于高温变形的理论和试验内在联系的一般相互关系可表达为

$$\dot{\varepsilon} = \frac{AD_0Gb}{kT}\left(\frac{b}{d}\right)^p\left(\frac{\sigma}{G}\right)^n\exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \tag{9-1}$$

式中，D_0 为扩散系数，Q 为扩散激活能，R 为气体常数，T 为绝对温度，G 为剪切模量，d 为晶粒尺寸，b 为伯格斯矢量的模，p 为晶粒尺寸倒数指数(以下也称为晶粒尺寸指数)，n 为应变速率的应力函数，A 为与微观结构和机理相关的常数，kT 具有通常的意义。

• p. 413 •

在大的应变速率范围里，微晶超塑性材料的高温变形表现三个性质不同的区域，图 9-1 表示了应力(σ)和应变速率($\dot{\varepsilon}$)的对数关系。在该曲线中，三个重要的区域分别以 Ⅰ，Ⅱ 和 Ⅲ 表示。该曲线的斜率就是应变速率敏感性指数 m。在中间应变速率区域 Ⅱ 中，应变速率敏感性最大。这个区域伴有最优的超塑性，晶界滑动也有一个最大值。较高应变速率的区域 Ⅲ 通常和位错蠕变机制有关。低应变区域 Ⅰ 的由来不是确切清楚的。该区域里的试验证据是有限的，也是相互矛盾的。三个区域中的每一个区域都有自身的本构关系、可区别微观结构和拓扑特征参数 p，m 和 Q 的特征值。这些可描述如下。

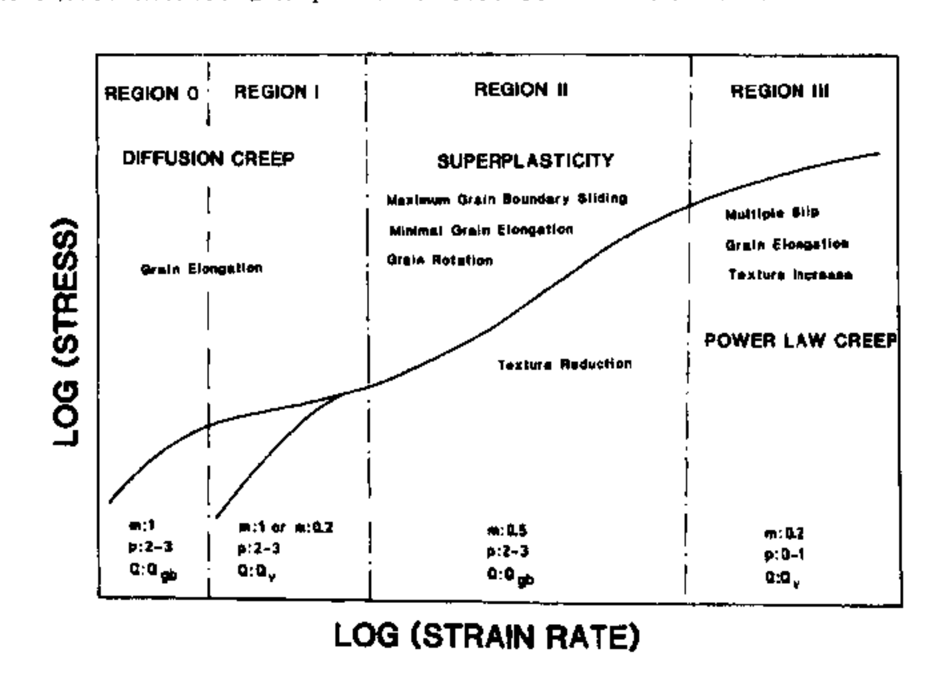


图 9-1　超塑性材料中应变速率和流变应力之间关系的示意图(Pilling 和 Ridley，1989)

9.3.1 区域Ⅲ

高应变速率区域Ⅲ可能和边界位错攀移控制的位错蠕变的某种变化形式有关。m 值通常小于 0.2 或更小，晶粒尺寸指数 p 为 0 或接近于 1，激活能是等于体扩散激活能或稍小一些。然而，甚至在这个区域观察到流变应力与晶粒尺寸无关的那些试验中(Logan 和 Mukherjee，1982)，小于变形激活能的体扩散激活能，以及总应变和晶粒尺寸的关系表明，晶界滑动在这个区域的确起着重要作用(Gifkns，1982b)。这种晶界滑动作用在下面将作更详细的讨论。

• p. 414 •

9.3.2 区域Ⅱ

在中等应变速率区域Ⅰ，m 值似乎等于 0.5 或更高些，这个过程的激活能一般是低的，通常等于晶界扩散激活能。然而对这种一般性的假设也存在一些例外(Arieli 和 Mukherjee，1982)，特别地，Ruano 和 Sherby(1982)评述了在各种应力范围内大量的数据。他们的分析包括位错管扩散作用过程，在低应力时给出一个与应变速率相关的应力值等于 2，在更高的应力下变成 4。对于相当多的超塑性材料，该方法预测的变应速率是相当吻合的。在这个区域，晶粒尺寸指数有一个 2 到 3 之间的值，常常包括分数值。原始微观组织中晶粒大小的分布以及应变增强的晶粒大小变化，这两方面因素是造成晶粒尺寸指数分数值的原因。

在式(9-1)中，速率参数的变化有时可能由于不稳定微观组织的存在面引起。在上面提到的三个区域中，各种速率参数值适应于稳定状态。Kashyap 和 Mukherjee(1983)分析表明，对于微细两相不锈钢，在早期的变形阶段由于微观组织的不稳定性，应变速率敏感性指数 m，晶粒尺寸指数 p 和激活能 Q 都依赖于应变量。在一个适当的预应变后，这种变化明显降低，以使得实验数据与由理论模型给出的稳定状态速率参数值相一致。人们感兴趣地发现，该合金试样在适当的预变形后获得的激活能 Q 值，与该材料早期研究所报导的晶界扩散激活能吻合得很好，而与晶格扩散的激活能相差较大。

一般地，区域Ⅰ里的实验结果和几种超塑性模型的理论值是一致的。然而，目前还没有单一的模型能解释所有的微观结构和力学的观察结果。目前甚至不可能有一种能适用于所有多晶固体超塑性通用的理论模型。不同的超塑性的理论模型将在后节中加以讨论。这里值得指出，区域Ⅱ伴有最大超塑性，最大晶界滑动；在晶界被粒子钉扎的合金中还常常伴随最大程度上的空穴化。

9.3.3 区域Ⅰ

区域Ⅰ中的速率控制机理的确切细节目前尚不确定。区域Ⅰ的形式，甚至它的存在是有争论的。区域Ⅰ的形成存在着不同解释，它包括：(a)明显不同的变形机制；(b)晶粒长大的结果；(c)由于存在一个应力阈值；(d)Coble 蠕变或界面控制的 Coble 蠕变的演变形式。同时也有这样的一个假定，即在更低的应力水平还有另一个区域存在(在图 9-1 中，区域 0；Vale 等，1979)。

区域Ⅰ中，Langdon(1982a)已经报导了一个等于晶格扩散激活能的变形激活能，0.2

或 0.3 的应变速率敏感性指数,2 或 3 的晶粒尺寸指数。已经假想,区域 I 和区域 Ⅱ 可能来自同一操作过程中的两种明显不同的变形过程。在区域 I 中(测试可以进行几个小时)晶粒长大可能影响 S 形曲线的形状,这种很现实的可能性已被 Rai 和 Grant 所证明(1975)。正如 Arieli 和 Rosen(1976)所证实的那样,测试方法的不同也能造成对在区域 I 中已报道的某些 m 值的怀疑。

• p. 415 •

这个区域也被认为起因于一个门槛应力的作用(Martin 和 Backofen,1967)。Mohamed(1983)重新分析了 Pb-Sn 共晶和 Al-Zn 共析合金的早期数据。他得出结论,在区域 I 和区域 Ⅱ 之间的过渡行为可能不一定反应变形过程中的某种变化,但是这种过渡可能由于一个阈应力引起,这种阈应力随着应变速率的减小而快速降低。他还设想这种阈应力来源于界面上杂质原子的偏析和这些原子与界面位错之间的相互作用。然而在一系列细致地有关 Pb-Sn 共晶合金的试验研究中,Schneibel 和 Hazledine(1983)没有发现任何有关门槛应力存在的证据,甚至在非常低的应变速率(大约 $10^{-10}s^{-1}$)条件下。而他们却观察到了一个有趣的现象,即与晶粒长大无关的晶粒大小对变形机制的影响。在低合金元素含量的 Sn-2wt%Pb 合金中,他们发现,晶粒尺寸大于 50μm 时,区域 I 受 Coble 蠕变控制(1963)。在如此低的速率下,对于较小的晶粒,空穴可以在界面上形成,以至 Coble 蠕变不再受扩散控制,而变成界面控制。

区域 I 可能和 Coble 蠕变有关,较早提出这种假设的是 Mukherjee 及其合作者(Mukherjee,1979;Misro 和 Mukherjee,1975),Vaidya 等人也曾提出过该假设(1973)。人们应该观察到应变速率敏感性指数为 1,晶粒尺寸指数为 3,以及激活能等于晶界扩散激活能的情况。Logan 和 Mukherjee,(1982)得到了有关 Al-Zn 共析合金的有效试验结果,他们指出区域 I 中速率控制机制的本质仍然是不清楚的。Ghosh 和 Raj(1981)在处理晶粒大小分布在超塑性中的作用时也采用过 Coble 蠕变的概念。正如在一些其它的研究中所做的一样,他们的方法基本上结合了扩散 Coble 蠕变和幂指数规律蠕变。晶粒大小的这种分布结果导致增加应变速率范围,在该范围内幂指数规律蠕变转向 Coble 蠕变。在低的应变速率条件下,不同大小的晶粒混合也能产生一个明显逼近的阈应力。然而在更低的应变速率下,流变应力变化再次背离 Coble 蠕变的牛顿粘性行为。那么在区域 I 中,速率参数的不确切性可以通过确切的应力-应变速率范围来解释,在这种应力-应变范围里的实验结果正在测试之中。另外也存在这样一个假定,即区域 I 中的机制实质上是和区域 Ⅱ 相同的(Gifkins,1982a),速率控制是通过晶界迁移上的溶质拖曳,而不是通过晶界滑动的协调来实现的。或许 Gifkins(1982b)的观点最好地概括了该类情况,即区域 I 可能是由于一个的确不同的机制的作用造成的,但是在特别的环境中可以被其它的机制取代。本文作者相信这些其它的机制包括 Coble 蠕变或界面控制的 Coble 蠕变,即涉及晶界或者晶粒膜壳区的扩散蠕变的某些类型。

• p. 416 •

9.4 超塑性微观结构特征

微观结构方面的研究涉及到如下参数的作用:晶粒形态、大小、晶粒长大、晶粒转动、晶粒重组、位错活动以及晶界和相界在超塑性变形过程中的区别。这方面尽管已有相当多

的研究，但是还有几方面的问题仍然是不清楚的。其中重要的方面包括晶粒长大的作用，特别是在低应变速率时的这种作用；对于晶界滑动(GBS)和迁移在三重晶界交叉点的协调过程的确切解释；以及位错在变形过程中的一般作用，特别是它在协调机制中的作用。

9.4.1 晶粒形态和晶粒大小

正如上面提到的，微晶超塑性的一个必要条件是细小和等轴的晶粒组织。然而许多变形合金最初没有等轴的晶粒组织。在超塑性变形过程中，晶粒形态比(纵向与横向尺寸的比例)降低，使长形的晶粒向等轴晶组织演变，最终稳定在大约1.2的形态比(Suery 和 Baudelet，1975)。大约在30%的应变后就能获得这种近等轴晶的稳定组织。因此在低于稳定态所要求的应变量以前，获得的有关超塑性的力学数据不能形成应力-应变速率关系，这种关系代表真实稳定态条件。在一些文献中，对相同的材料已报导的力学数据存在某些差异和争论，有可能是由这一因素引起的。

通常，在获得等轴晶条件后，只要变形在超塑性的范畴内，等轴晶组织(通过金相试验观察)将保持不变，甚至在成百或上千的变形率后仍然如此(Alelen 和 Schadler，1968)。然而一些研究者在单相(Valiev 和 Kaibyshe，1976)和两相合金(Hamilton，1979)超塑性变形中，观察到了晶粒稍微拉长现象。

金相观察发现，晶粒和相界面在变形前是直线形的，变形后界面发生弯曲，呈现出一个球形的外观(Watts 等，1976)。界面的弯曲一般通过晶界迁移来解释。也有这样一种金相上的证据，即对于低的(Dunlop 和 Taplin，1972)和高的应变速率(Hatz 等，1975)存在晶粒团簇化的趋势，以及在变形过程中出现过渡的晶粒形态变化(Valiev 和 Kaibyshev，1977)，后一种情况发生在临近边界狭窄的区域内。

在超塑性流变过程中，现已证实的另一重要微观特征是伴随应变增强的晶粒长大现象(Ghosh 和 Hamilton，1979；Prada 等，1990)。图9-2表示了Ni变质的Ti-Al-V合金中α和β相晶粒大小随应变量变化的长大情况(Prada 等，1990)。

• p.417 •

Caceres 和 Wilkinson(1984)分析了几种超塑性材料晶粒长大和应变速率的关系，见图9-3。在中等的应变速率，晶粒长大速度和应变速率表现为线性关系。在较低的应变速率，晶粒长大速度达到一个平台(静态退火限制)。在较高的应变速率，晶粒长大速度表现趋势于另一个平台，这由较高应变速率条件下晶界迁移的不可能性所控制。根据这一模型提出的一个准则，它仅仅考虑了晶粒长大过程，而忽视了动力学的晶粒细化过程(通过“原位”动力学再结晶实现)。在几种材料中，特别是在Ti-6Al-4V中(Gurewitz，1983；Prada 等，1990)，这类晶粒细化是普遍的，尤其在较低的温度和较高的应变速率超塑性变形的后期。由于超塑性应变速率对晶粒大小具有很大的敏感性，因此一个可靠的应变增强晶粒尺寸变化的模型，对于正确评价变形过程中超塑性应变速率和应变量之间的关系有很大的帮助。

• p.418 •

McNelley 和其合作者(Hales 和 McNelley，1988a，1988b；Hales 等，1990)，通过连续再结晶方法，对一种Al-Mg合金的晶粒细化和晶界取向错配的增加做了一个详细和系统的研究。他们研究了在热机械过程或同时伴随超塑性变形过程中的微观组织的变化。他们

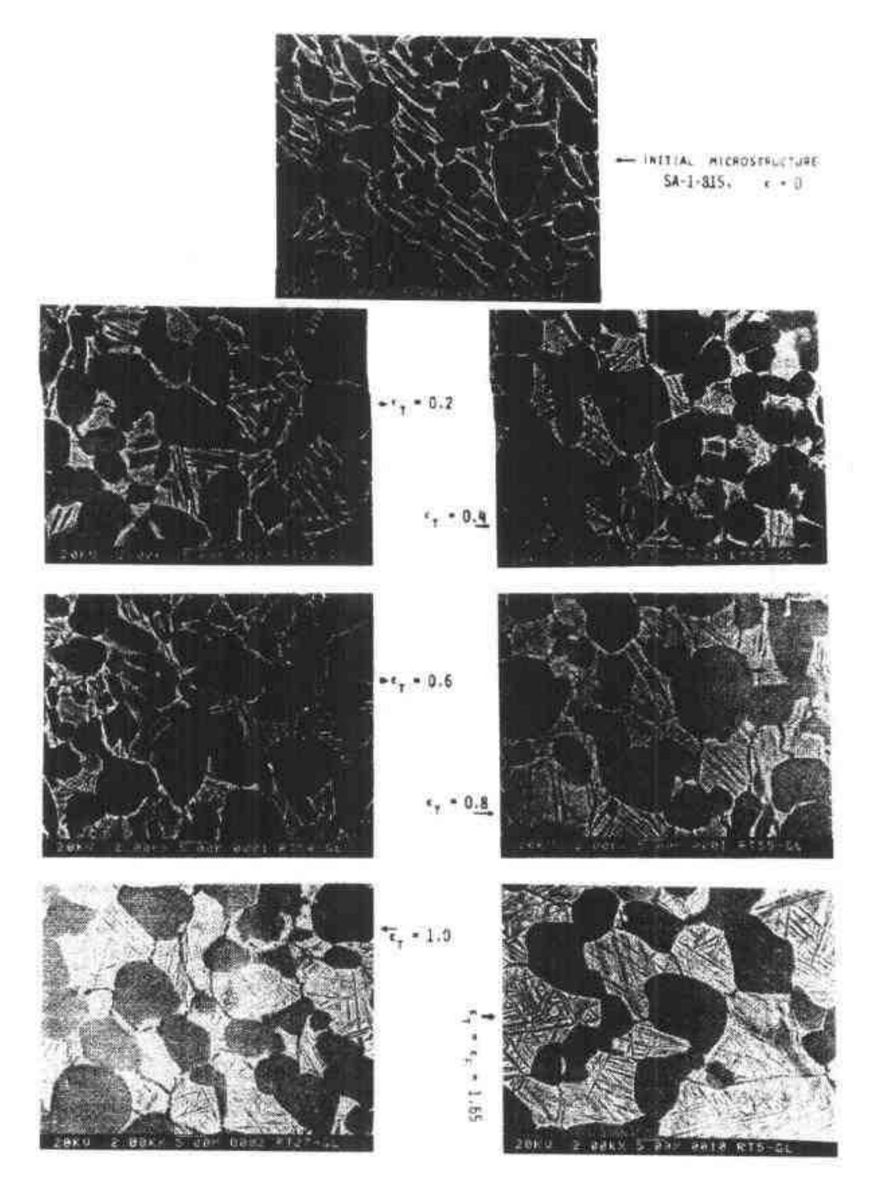


图 9-2 α/β 两相 Ni 变质的 Ti-Al-V 合金经不同应变量超塑性变形后晶粒长大过程的微观组织(T=1088K,$\dot{\varepsilon}=10^{-4}s^{-1}$)(Pradal 等,1990)

注意到,已有的包括亚晶界转动和粗化机制的连续再结晶概念不足以解释它们的微观组织的特性。根据预存在的亚晶界面(合金中析出相使其稳定),他们提出了一个模型。单个位错迁移到亚晶界,增加它们的取向错误,导致界面变化,使其更好地支持超塑性。Crooks 等人(1988)获得了以下证据,在更细小和塑性的微观组织中叠加场晶格边界数量移向更高的 Σ 值。

9.4.2 晶界迁移和滑动

超塑性流变常伴随着晶界迁移。Nicholson(1972)在 Al-Zn 共析合金中晶界和相界附近观察到了无析出带,并用晶界迁移解释了这一发现。Lee(1970)也提出了一个解释:在晶粒三重交叉处晶界的滑动以及随后的晶界迁移可使晶界能达到最小。作为一般性规律,在

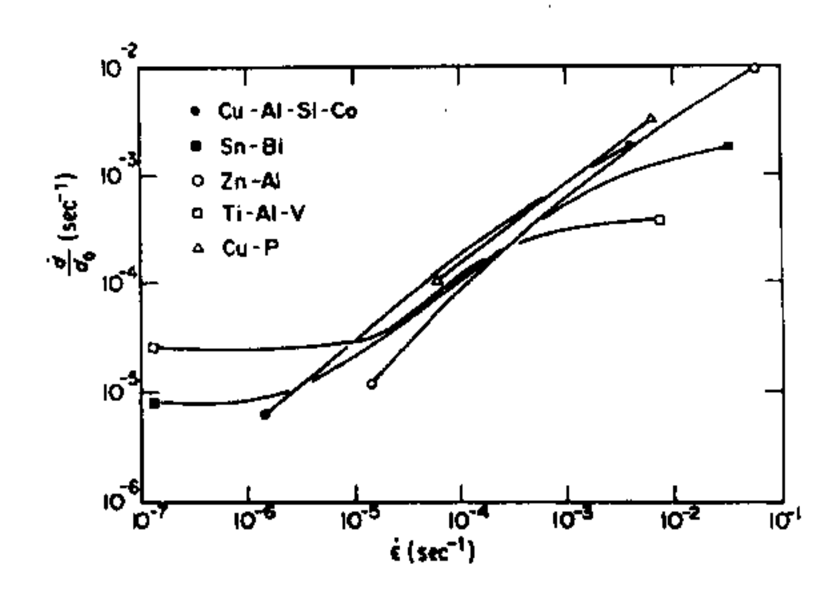


图 9-3 各种材料中应变速率和被初始晶粒尺寸 d_0归一化的晶粒长大速率之间的关系(Caceres 和 Wilkinson,1984)

Al-Cu 共晶合金中观察到了(Nicholson,1972)两个相邻的晶界有相反的曲率。然而,这种模型不能正确地解释直界面的球形化。一个可能的解释是,除了降低界面能需要驱动晶界迁移以外(界面朝着曲率中心运动),一个第二种类型即应变诱发的晶界迁移在晶界离开它的曲率中心时将同时发生(King 和 Smith,1976)。从晶界滑动的观点看,晶界迁移也是重要的。正如 Ashby(1972)指出的,只有在晶界也迁移的时候,没有晶界结构变化的滑动才是可能的。在超塑性流变中常常观察到大量的界面(晶界或相界)滑动(Valiev 和 Kaibyshev,1977;Landin,1987)。刻痕标记试验通常用于评价晶界滑动对总应变量的贡献。其结果列于表 9-1。

表 9-1 晶界滑动对总轴向应变 γ_{GBS}的贡献量(Arieli 和 Mukherjee,1983)

材料	γ_{GBS}(%)		
	区域 Ⅰ	区域 Ⅱ	区域 Ⅲ
Zn-22% Al	30	60	30
Pb-Tl		50	33
Mg-Al 共晶	12	64	29
Pb-Sn 共晶		70	
Pb-Sn 共晶	21	56	20
Mg-1.5%, Mn-0.3%C	33	41—49	30
Al-9%, Zn-1.0%Mg		63	26
Zn-0.4%Al	42	48	28

• p. 419 •

滑动应变量的定量计算常常是矛盾的,这一现象可能与刻痕试验中在滑动应变量测定时关于几何系数选择的误差有关(Valiev 和 Kaibyshev,1983;Valiev 等,1985)。在这些研究中,使用表达式:$\gamma_{GBS}=1-\gamma_{IS}-\gamma_{DS}$,式中 γ_{IS}和 γ_{DS}分别表示晶内位错应变和扩散蠕变对应变量的贡献,得出总应变量中晶界滑动部分的估计值,结果等于 75—90%,即明显高

于通过刻痕标记方法获得的值。

最近，Gifkins(1991)就γ_{GBS}在可能出现误差的原因和修正特征方面，重新分析了那篇文献中的数据。他研究了测量滑动的方法，总应变和表面上小平面暴露带来的限制以及来自剪应力对应变的贡献等等问题。分析认为，已报导的测量值中多数存在误差，更重要地，γ_{GBS}值可能不像以前人们认为的那样高，同时，在相关的讨论中应更加重视晶粒转动现象。尤其是根据 Gifkins 的观点，不管是两相还是单相合金，区域Ⅱ中γ_{GBS}的修正值不高于50%左右。于是，区域Ⅱ中 GBS 的可能最大值似乎仍有进一步仔细研究的必要。然而，区域Ⅱ的γ_{GBS}值是最大的，这一点已被 Gifkins 的重新分析所证实。表 9-1 中的数据也可证明这一点。尽管该表中的数据由不同的方法计算得到，而且这些方法之间很难作直接的比较，但每种研究获得的趋势是相同的，即晶界滑动对总应变量的贡献在区域Ⅱ中是最大的(超塑性)，在高的(区域Ⅲ)和低的(区域Ⅰ)应变速率下，这种贡献降低。

• p. 420 •

文献中有关相同相或不同相之间的界面滑动程度、或滑动界面和施加应力之间的取向等方面的有效信息是相当有限的。Chandra(1978)观察了 α/β 青铜，发现在 α-β 界面上的滑动比 α-α 和 β-β 界面上更容易。同样地，Vastava 和 Langdon(1979)发现在 Pb-Sn 共晶合金中，Sn-Sn 界面滑动占优势，Pb-Pb 界面没有滑动，而 Pb-Sn 界面处于中间状态。他们也观察到了具有最大滑动的 Sn-Sn 界面也有相当大的迁移。Valiev 和 Kaibyshev(1977)发现滑动晶界的数量与试样轴和在表面的界面滑动趋势之间的夹角有很强的依赖关系。区域Ⅰ中，滑动主要发生在横向界面，而对于区域Ⅱ和区域Ⅲ，最大的滑动数量出现在位于试样轴 45°的界面上。另外在区域Ⅱ和Ⅲ中，滑动的各向异性比区域Ⅰ中要弱些。对所有的三个区域，表现出最大滑动量的界面也具有最活跃的界面迁移作用。图 9-4 概括了这些结果。

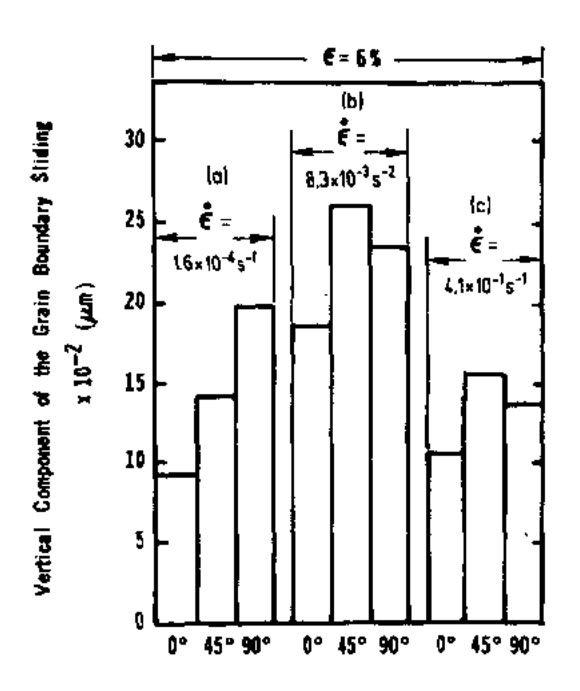


图 9-4　晶界滑动(h)和界面与拉伸轴的夹角之间关系的垂直分量值(Valiev 和 Kaybyshev, 1977)，$\dot{\varepsilon}=1.6\times10^{-4}s^{-1}$(区域Ⅰ)；$\dot{\varepsilon}=8.3\times10^{-3}s^{-1}$(区域Ⅱ)；$\dot{\varepsilon}=4.1\times10^{-1}s^{-1}$(区域Ⅲ)

在 GBS 的研究过程中，有时可发现表面上的原始晶粒之间发展而形成的条纹带。Novikov 等人(1981)对此已做了相当详细的研究，并做出结论：不存在由晶界滑动作用而暴露的面，也不存在新出现的晶粒。认为它们表示两相组织中某一相物质特殊的局域扩散运动，在某种程度上使人想起 Spingarn 和 Nix(1978)，以及 Mayo 和 Nix(1989)所做的假设。Gifkins(1982b)也提出了一种假设，即当 GBS 发生时在能保持试样中物质连续性的各种方法下能看到这种条纹带。

在本节的结尾必须强调指出，除了晶界的滑动和迁移外，超塑性变形过程中也能发生

晶粒转动和晶粒重组现象。这些是不可能完全分开的作用，以上讨论的晶界迁移和滑动的结果明显地受晶粒转动和重组的影响，对此下面将予以讨论。

9.4.3 晶粒转动和晶粒重组

在超塑性流变过程中，用刻痕标记永久变形记录的标杆变形金相研究(Watts 等，1976)和"原位"表面试验(Hatz 等，1975)，这两种测试方法都发现了相当数量的晶粒转动。这些研究表明，晶粒转动在变形过程中从不超过45°，并常常改变它们的方向。Matsuki及其合作者(1977)测量了超塑性变形过程中晶粒转动的数量与应变速率和应变量之间的变化规律，其部分结果列于表9-2。一个有趣的发现是，大于35°的转动仅能在最低的应变速率下出现。随着应变速率(仍然在区域Ⅰ内)的增加，中间转动角(5－25°)的出现频率增加到53%，而在较低的应变速率时仅为30%。在区域Ⅱ，中间转动角(5－25°)下降23%，而大多数(75%)转动角小于5°，晶粒转动对总应变不起作用，但提供了超塑性变形时的自由度。在超塑性变形过程中，晶粒转动同时加上晶界滑动将引起织构总量的下降。

· p.421 ·

表 9-2 ε=60 %时不同应变速率下晶粒转动的相对频率(Matsuki 等，1977)

区域	$\dot{\varepsilon}$(s^{-1})	相对频率(%)				
		转动角度(°)				
		0－5	5－15	15－25	25－35	34－40
Ⅱ	3.33×10^{-5}	65	25	5	3	2
Ⅱ	1.12×10^{-4}	50	40	8	2	0
Ⅰ	1.83×10^{-3}	75	20	3	3	0

晶粒转动对超塑性流变的另一可能的作用是促使晶粒重组。超塑性变形引起很大程度的晶粒重组，两个在最初时相邻的晶粒变形后可变成许多分离的晶粒，Naziri 等人(1975)在 Al-Zn 共析合金薄膜的"原位"研究中观察到了大范围的晶粒重组现象。他们的研究验证了 Ashby 和 Verrall(1973)提出的相邻变换作用模型。之后，Kobayashi 及其合作者(1977)在 Al-Cu 共晶合金的"原位"试验中也观察到了晶粒重组，以及广泛的晶界迁移和晶界滑动。然而这种三维的晶粒重组并不是总能发现的。在 Supral 合金(Lloyd 和 Moore，1982)和 α/β 型 Ti-6A-4V 合金中(Hildalgo-Prada 和 Mukherjee，1985)，动力学再结晶可以取代晶粒重组的现象。

9.4.4 位错活动

在超塑性变形过程中位错活动的研究中产生了一些争论。一个早期的研究(Nicholson，1972)提出没有位错活动。然而后期的试验工作提出，变形后的试样上切取的 TME 薄片中缺少位错，不足以说明位错机制在超塑性变形中不起作用。事实上，它仅强调了变形后位错结构的维持问题，由 Nicholson 早期提出的缺乏位错活动的证据已遭到 Edington 等人(1976)所反驳，他们认为 Nicholson 所使用的内部标记不是对位错的有效障碍。类似地，在 Naziri 等人的"原位"试验中(1975)提出的缺乏位错活动也已经受到 Bricknell 和 Edington(1977)的挑战，他们证明在 Naziri 所采用的试验条件下，在整个试样中产生一个极高的空位流变，而且这并不是超塑性变形中的特殊现象。这种效应(促使位错攀移)可能模糊或消除了位错活动痕迹。

· p. 122 ·

近几年，已发现许多超塑性流变中位错活动的证据，包括所测量的表面出现滑动痕迹(Hatz,1975)、织构稳定化和形成新的织构(Melton 等,1974;Kaibyshev 等,1976;Matsuki 等,1977)，以及在 TEM 研究中直接观察到了位错(Falkdeng 等,1986;Valiev 和 Kaibyshev,1977;Samuelsson 等,1974)。这些均表明，在超塑性变形过程中发生了相当数量的位错活动。

织构研究表明，由于晶界滑动和迁移降低了总织构程度。除了总织构程度降低外，某些织构得以稳定化和产生新的织构，这些都显示了晶间的滑动行为(Melton 等,1974)。不仅在不同的合金中，而且在同种合金不同的相中，滑动行为是不同的。

拉伸试样在加载作用下淬火，再经过细致的 TEM 研究，发现了超塑性流变过程中位错活动的另一证据。Samuelsson 等人(1974)对 Zn-40%Al 合金中的富 Al 相进行了非常细致的研究，发现大部分位错发生攀移，攀移位错的比例随着应变速率的增加而增大。并发现在一个晶粒中具有一个以上的滑移系在起作用，甚至在区域Ⅱ的末端也如此。在区域Ⅰ到区域Ⅱ的过渡区域，没有发现位错密度或位错类型的突变现象。在区域Ⅰ的上面部分，几乎在每个含有析出相的晶粒中都能发现位错，但是许多无析出相的晶粒也没有位错存在。对于在区域Ⅱ中部的某一应变速率下变形的试样，几乎只能在含有析出相的晶粒中才能发现位错。这仅仅再次强调了 TEM 观察时保存位错结构的困难。除了最低的应变速率。柏氏矢量分布是完全相同的。这表明，在这种低的应变速率下，位错仅仅协调晶界滑动；而在较高的应变速率下，位错也能作用于晶内滑动。其他的研究者(Kaibyshev et al.,1976)报道了一种从晶界上发出的位错。在晶界滑动而造成大的应力集中条件下，这种位错能在边缘和凸出部位产生(Mukherjee,1971)。

Valiev 和 Kaibyshev(1983)，Valiev 等人(1985)为了研究位错活动，采用了基于测量晶粒内部标线或标点之间距离的一种方法。这些试验给出了所有三个区域中位错活动的情况，同样表明了这类晶粒内部位错应变的一些特征。分析还表明，晶内应变有一个振荡特点，且应变的大小是可观的。但晶内应变对总应变的平均贡献是不大的，这是因为相反方向上的位错协调时相互抵消，在某种程度上类似于疲劳过程中的位错运动。

· p. 123 ·

根据以前的叙述，所有有关超塑性现象研究的材料和条件都表现出常规的微观结构特征。超塑性的主要微观结构特征是：

(a)晶粒结构，假如变形开始时为非等轴晶，那么在最初的百分之几十的变形量以后将获得近等轴晶条件。

(b) 经过百分之几百或几千的变形，晶粒依然主要为等轴的。

(c) 初始的直界面(晶界或相界)发生弯曲，有时出现球形外观。

(d) 存在应变增强的晶粒长大，特别是在低的应变速率下。

(e) 在近似于拉伸轴垂直方向的界面形成变形区域。

(f) 大范围的晶界迁移和晶界滑动。

(g) 单个晶粒或晶粒群存在相当大的相对转动。

(i) 在超塑性流变过程中发生相当大的位错活动。

(j) 某些系的超塑性变形过程中发生“原位”连续的重结晶。

9.5 模型特征和本构关系

超塑性中重要的结构特征之一是晶界滑动(GBS)所起的作用规律。在GBS过程中,通过共同的协调过程,包括晶界迁移(GBM)、晶粒转动、扩散或位错运动来维持晶粒间的协调性。文献中提出的大多数超塑性模型,通常考虑了一种或其它与GBS有关的协调过程。已研究的协调机制可分为以下三类:

(a) 扩散协调。

(b) 位错运动协调。

(c) 含有位错和扩散协调两种组元的结合模型。

由此,超塑性变形过程中可能不止一种机制起作用。Beere(1977),Padmanabhan(1977),Bhattacharya 和 Padmanabhan(1989)提出晶界滑动本身就可能是速率控制的协调机制。这就要求要在一个高于产生晶界滑动的速率条件下,协调过程才能发生。然而,假如晶界滑动本质上是一个较快的过程,正如 Schneibel 和 Hazzlidine(1983)所提出的一样,那么流变应力特性将受速度控制的协调过程的细节所决定。不同模型导出的速率方程(流变应力、应变速率、晶粒尺寸和试验温度之间的关系)实质上有相同的形式,尽管每个模型中有关的细节概念存在差别,对此下面将做讨论。

9.5.1 Ashby 和 Verrall 的扩散协调模型

对于低应变速率起作用的扩散协调流变与高应变速率位错蠕变的一个过渡区域,Ashby 和 Verrall(1973)曾提出了一个解释超塑性的模型。为了使超塑性过程中晶粒维持协调性,他们受制于一个瞬变过程,而且是复杂的形态变化和协调应变,这一协调通过扩散传输完成。在晶粒重组过程中,由于在晶界区域瞬变过程增加,在非常低的应变速率条件下,变形由于门槛应力而受到限制。

• p. 424 •

在高的应变速率下,位错蠕变对总应变的贡献起支配作用,此时试样的延伸是通过每个晶粒的形状变化而获得的。在中等应变速率下,存在两种机制的相互叠加作用。在该应变速率范围,超塑性流变的微观和拓扑结构特征将表现为两种机制的特征。由于这两种过程是独立的,并同时发生作用,所以总的应变速率$\dot{\varepsilon}_{tot}$,将是每个过程贡献的应变速率的总和,即

$$\dot{\varepsilon}_{tot} = \dot{\varepsilon}_{diff.acc} + \dot{\varepsilon}_{disloc.creep} \tag{9-2a}$$

其中,

$$\dot{\varepsilon}_{diff.acc} = 100\frac{\Omega}{kTd^2}\left(\sigma - \frac{0.72\Gamma}{d}\right)D_v \cdot \left(1 + \frac{3.3\delta}{d}\frac{D_{gb}}{D_v}\right) \tag{9-2b}$$

$$\dot{\varepsilon}_{disloc.creep} = A\frac{D_vGb}{kT}\left(\frac{\sigma}{G}\right)^n \tag{9-2c}$$

(9-2b)式中,Ω是原子体积,Γ是晶界自由能,δ是界面厚度,D_v是体扩散系数,D_{gb}是晶界扩散系数。对扩散机制和测量方法的讨论,请参看本丛书第5卷第2章。

当(9-2a)式以经验的形式表达为

$$\sigma = \text{const} \cdot \dot{\varepsilon}_{tot}^{m} d^{p} \exp\left(\frac{Q}{RT}\right) \quad (9\text{-}2d)$$

该模型预测，m 是一个应变速率的强关系函数。在接近于扩散蠕变所对应的应变速率时，它具有一个最大值，趋近于1，但永远不可能达到1。更进一步地，认为 m 依赖于温度和晶粒尺寸。晶粒尺寸相关系数 p 取决于应变速率和温度，其值在 1－3 之间变化。这个模型也预测超塑性流变的激活能依赖于应变速率和温度，其值在晶界扩散激活能和晶格自扩散激活能之间变化。

Ashby-Verrall 模型有许多引人注目的特征，在超塑性中它综合了主要拓扑学的特征。然而，就象 Mohamed 和 Langdon(1975)所指出的一样，所预测的区域Ⅰ和区域Ⅱ之间的过渡应力以及与晶粒尺寸的依赖关系是随着试验观察而变化的。Smith 等人(1976)发现，与该模型的结果相比，试验测得的门槛应力是(a)相当低的；(b)有相反的温度依赖关系和(c)有相反的晶粒尺寸依赖关系。

然而，该模型大多数问题与所假设的不合适的扩散路径有关。在通常的拉伸应力作用下，该模型要求扩散发生在所给定晶界相反一侧的不同的方向。Nix(1985)已指出最终的形态变化也违背了对称性准则。Spingarn 和 Nix (1978)，以及 Nix (1985) 指出，早期由 Lee (1970)提出的形态变化在形态变化过程中将得到一个更加合适的过渡结构，见图 9-5。这一过程将允许在四个晶粒的团簇中的每一晶粒进行相同(或对称)的形态变化，并产生相同的最终结构。

· p. 425 ·

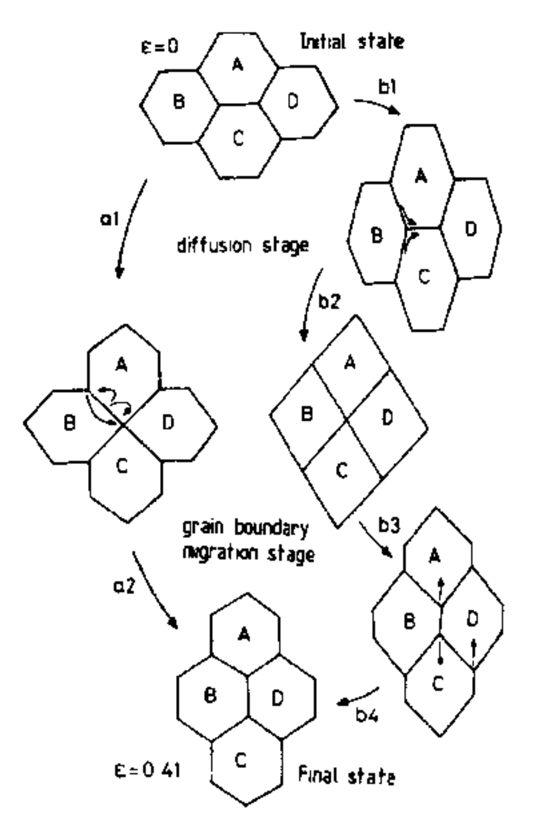


图 9-5 通过质量传输作用的晶粒转换过程(Pilling 和 Ridly，1989)。(a_1-a_2)：Ashby 和 Verrall(1973)提出，($b_1-b_2-b_3$)：Spingarn 和 Nix 提出的修正形式(1978)

9.5.2 位错协调机制

由于位错在晶粒内部和在晶界上塞积，位错协调机制是一个组合过程(见图 9-6)。

9.5.2.1 晶内塞积

这些模型(Ball 和 Hutchinson，1969；Mukherjee，1971)根据一般的假定，即晶界上由于应力集中而发出的位错通过滑动过程横穿晶粒，并湮灭在对面的晶界处。在这一系列过程中，最慢的步骤将控制应变速率。通常假定，位错发射和穿过晶粒的位错滑移/攀移是容易的过程，而位错通过晶界攀移最终吸收进入对面的晶界的过程是应变速率控制步骤。

· p. 426 ·

Ball 和 Hutchinson(1969)提出晶粒群作为一个滑动单元体，直到取向不利的晶粒阻

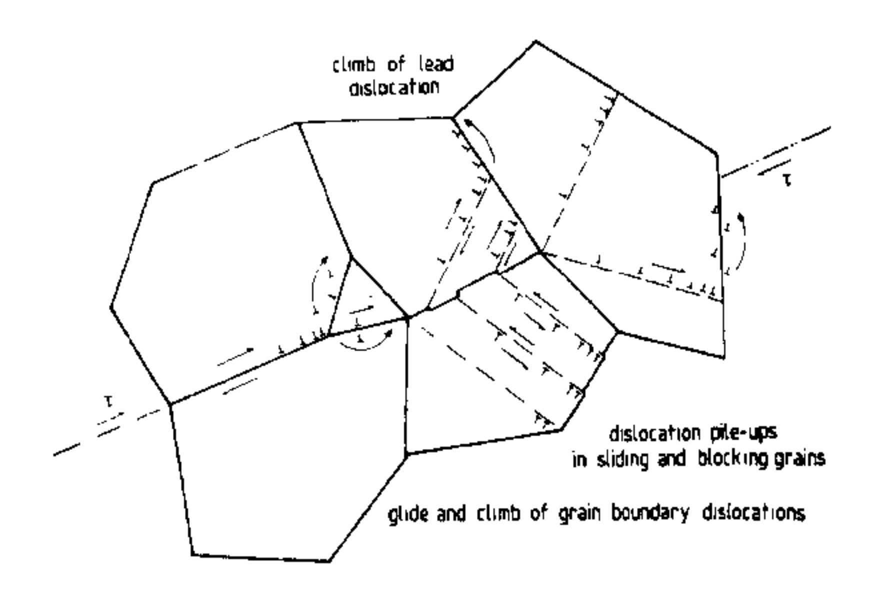


图 9-6 超塑性流变的位错塞积模型(Pilling 和 Ridley,1989),在该应变速率下晶粒间滑动可通过以下方式控制。(1)晶格位错塞积的消失(BallHutchinson,1969);(2)晶界边缘上晶格位错的发生(Mukherjee,1971)和(3)晶界位错塞积的消失(Pilling 和 Ridley,1989)

碍这一过程。总的应力集中通过闭合晶粒中的位错运动而减小。这些位错沿着相反的晶界方向塞积,直到背向应力防止它做进一步的活动,并停止滑动。塞积时的引导位错能够攀移并进入或沿着晶界运动到它们湮灭的场所。

Mukherjee(1971)对上述的模型提出了修正,在修正后模型中,晶粒滑动是单个进行的,而不是晶粒群。位错产生于在晶界的边缘和凸起部分,横穿晶粒,并在晶界处塞积。因此,滑动速率是由引导位错进入位于晶界上的湮灭场的攀移速率所控制。

由该模型可得到下面的速率公式:

$$\frac{\dot{\varepsilon}\, kT}{D_{gb}Gb} = \text{const} \cdot \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2 \tag{9-3}$$

应该指出,尽管通常假定晶界上的位错攀移是速率控制步骤,但并非总是如此。无可否认,假如每个晶粒有单一的位错源活动,那么应变速率将受位错在晶界上的攀移所控制。然而,在 Mukherjee(1971)的模型中,晶界边缘作为位错源,这种位错源的密度能改变预测的应变速率达两个数量级,该过程受位错发射速率所控制。相似地在合金化的材料中,通过晶粒内部的位错滑移运动由溶质的粘滞拖曳所控制。在近期机械合金化铝合金的超塑性研究中,Bieler 和 Mukherjee(1990b)发现,应变速率的应力函数值等于 3。由于 Mg 溶质原子对位错滑移运动有拖曳作用,这是非常可能的。

在固溶型超塑性合金类似情况下,Sherby 和 Wadsworth(1989)指出,在Ⅱ级细晶固溶合金中,应变速率的应力敏感性指数 $n=2$ 是所希望的,该合金晶界上的位错攀移(在它们通过滑动过程横穿晶粒后)是应变速率控制步骤。这种合金的超塑性激活能等于晶界扩散激活能。另一方面,对Ⅰ级细晶固溶合金,其中滑动为速率控制步骤,因为没有塞积应力存在,应变速率敏感性指数等于 1。因此,该方法预测Ⅰ级细晶固溶合金能够呈现高的 m 值,这是由于这些合金中控制粘性蠕变的溶质拖曳常常是最慢的过程。Sherby 和

Wadsworth(1989)用这种模型预测，在Ⅰ级和Ⅱ级固溶合金这样一个宽的范围内获得了相当好的相关性。

9.5.2.2 晶界位错塞积

在这个模型中，根据Gifkins(1982b)的观点，三叉晶界处塞积的晶界位错的运动导致滑动。通过晶界引导位错的溶解使所产生的应力集中减小，界面位错可能在组成三叉晶界处的两个其它界面上运动，或进入协调滑动作用的晶格位错内。这些新的位错在这两个界面上或在附近攀移或滑动，直到彼此相遇。它们可能相互抵消或结合形成不同的晶界位错。这一完整的过程将再次产生晶粒转动和晶粒的重组，这与微观结构研究的结果是一致的。该模型的速率方程与表达式(9-3)是相同的，只是结构相关常数有不同的值。但是该模型的物理基础是强调晶界位错所起的作用。

• p. 427 •

该模型的一个重要特征是，它不要求在所有变形阶段维持相邻晶粒间的协调性。正如Hazzeldine和Newbury(1973)提出的，界面间隙(孔洞)是敞开的，通过来自试样中相邻面的滑动来充填。

Gifkin有关晶界和晶内的叙述常被称为"核和壳层"模型。认为晶界滑动协调仅发生在刚性的晶内核心周围的一个狭窄的粘性壳层(晶界区域)内。在六方晶粒重组的二维描述中，预测的壳层宽度是晶粒直径的0.07倍(Gifkins，1982b)。对于典型尺寸为几微米的超塑性晶粒，Gifkins模型中的壳层厚度为几十纳米。

Mayo和Nix(1989)近期引用了"核和壳层"的模型。然而他们认为壳层厚度是可变的。他们还认为壳层的变形快于晶内。在整个变形过程中，壳层的大小仍然是固定的，这一大小与施加的应力成反比。同时认为核心通过$n=5(m=0.2)$的位错滑移蠕变方式变形。在区域Ⅱ中，核心的变形起支配作用。与核心区相比，壳层区被认为是相对较弱的。Mayo和Nix提出壳层区随着应力降低而增加，区域Ⅰ中壳层的变形起支配作用。随着应力的增加，从区域Ⅰ的壳层支配变形到区域Ⅲ的核心支配变形的过渡导致区域Ⅱ的形成。他们的模型使得能够获得高于0.2的m值。然而，在区域Ⅱ中没有预测到特别的m值。Mayo和Nix(1989)所进行的有关Pb-Sn和Zn-Al合金的试验工作(扭转)的确表明，壳层区变形在低的应力区间起支配作用。

该模型与位错塞积模型相比，存在以下几方面的不足：

(a)高温下的超塑性变形过程中，位错塞积可能是不稳定的，通常观察不到。

(b)假如门槛应力的确是描述超塑性的一个内容，那么该模型预测不到这样一个门槛应力。

(c)缺少任何晶粒转动的隐含机制(即Ball和Hutchinson，1969)，由于在有限数量的滑移系上滑动，晶粒将被拉长。

Pilling和Ridley(1989)指出，晶粒转动可能来源于相互无关的晶界剪应力的非平衡系统。转动方向和数量上的随机变化会引起滑动从一个滑移系转变到另一个滑移系。这种情况下，将看不到晶粒拉长。然而，在Gifkin的模型中(1982b)，晶粒转动是一个隐含的过程。作用在晶界上的剪应力，由于晶界位错的塞积会产生晶粒转动所需要的扭矩。如以前所讨论的那样，Matsuki等(1977)观察到了角度高达35－40°之间振荡的晶粒转动。

· p. 428 ·

在 TEM 观察中，缺少一定量的位错活动或位错塞积并非使位错塞积模型无效。在超塑性变形温度下，尽管在碰撞的滑移带头部存在应力集中，并引起位错在晶界面攀移，但来自塞积头部的位错攀移是快速的，因此严格地说位错塞积是不能持续的。进一步地，卸载时塞积过程中的位错很容易返回到原处，因此 TEM 研究结果也可能不能揭示卸载以前的位错活动。尽管如此，Samuelsson 等人(1974)的研究表明，织构的衍射分析确实表明存在明显的位错活动。标杆超塑性变形研究揭示了含有孪晶(能固定位错)的微观组织中位错活动确切的证据(Falk 等，1986)。

近期提出的一个模型(Kaibyshev 等，1985；Valiev，1988)考虑了两种类型的晶界位错，一类是固有的，它们在三叉晶界处塞积并萌生晶格位错；另一类是非固有的，是由于在晶界上捕获的晶格位错的溶解而形成的。非固有的位错运动导致晶界滑动，同时这种位错在晶界或三叉晶界处相互作用而湮灭是产生恢复过程的原因。在这一概念基础上建立的模型不仅已用于描述 σ-ϵ 之间的关系，而且降低了区域 Ⅰ 和 Ⅱ 的应变速率敏感性指数值。

9.5.3 扩散和位错运动的共同协调

有许多研究者指出，区域 Ⅰ 和区域 Ⅱ 中，激活能以及应力与应变速率之间的关系常常是非常相似的。由此导致了这样一个假设，即低应变速率(也是低应力)区域 Ⅰ 中的变形过程实质上是位错攀移控制的恢复蠕变。这就与以下的事实存在一个差别，即区域 Ⅰ 中，应力是如此低的，以至于亚晶粒大小和晶粒大小具有相同的数量级，因此没有亚晶界阻止位错运动。那么超塑性的区域 Ⅱ 变成一个从区域 Ⅰ 到区域 Ⅲ 的简单的过渡区域。这种考虑引起两个以下的过渡模型的描述。

(A)Spingarn 和 Nix 的滑移带模型

该模型(Spingarn 和 Nix，1978)考虑了通过滑移带的应力集中机制和在晶界上相遇的滑动界面。晶界上的应变通过晶界上的扩散流协调。滑移带的间距随着应变速率的下降而减小。在非常小的应力作用下，滑移带间距等于晶粒尺寸 d，速率方程如下：

$$\frac{\dot{\epsilon}kT}{D_{gb}Gb} = 100\left(\frac{b}{d}\right)^{3}\left(\frac{\sigma}{G}\right) \tag{9-4}$$

式中，原子体积 $\Omega=b^3$，晶界宽度 $\delta=2b$。式(9-4)实质上与两倍以内由 Coble 机制起作用的纯扩散蠕变相当。

· p. 429 ·

在大的应力时，滑移带间距取等于亚晶粒大小，其速率方程为

$$\frac{\dot{\epsilon}kT}{D_{gb}Gb} = 常数 \cdot \left(\frac{d}{b}\right)\left(\frac{\sigma}{G}\right)^{5} \tag{9-5}$$

作者提出从 $n=1$ 到 $n=5$ 的过渡区(在应力上跨越高于一个数量级大小范围)行为恰好与超塑性区域一致。由于滑移带间距随应变速率而变化，尽管该区域中总的应变速率不同于由式(9-4)和(9-5)得到的速率的简单叠加，但在该超塑性区域还没有得到特殊的速率方程。

根据这一模型，不仅 n 从 1－5 变化，而且应变速率与晶粒尺寸系数的关系将在－3 和＋1 之间变化。变形激活能为晶界扩散激活能。该模型获得了与几组结果相当好的吻

合。然而，该模型在目前的形式还不能解释在某些超塑性材料中的可能存在的平台或门槛应力。与大多数观察相反，该模型要求区域Ⅱ中存在亚晶粒和滑移带。另外，该模型不能解释超塑性中的某些拓扑特征，即在滑动过程中相邻转换事件(假如它是显著的)或晶粒在极大的应变后为何保持等轴的原因。

(B)分布参数模型

Ghosh 和 Raj(1981)提出了一个模型，该模型对区域Ⅰ和区域Ⅱ在变形参数之间外在的相似性也能做出一个似乎合理的解释。它是建立在变形过程的一些有效参数的分布上的。可能存在这样一种晶粒大小分布，即一个双模型晶粒尺寸分布。或者，在一个两相微观组织中的各相扩散存在大的差别，例如在 Ti-6Al-4V 合金中的 α 和 β 相之间。力学性能，如应力随应变速率的变化会受到两相相对比例或晶粒大小分布类型的影响。在后一种情况，细的晶粒可以通过 Coble 机制变形，而粗晶粒正如近期关于 Al-Li 合金中显示的那样，可通过恢复控制的位错蠕变变形(Chokshih 和 Mukhjee，1988a)。

根据分布微观结构参数和等应变速率的混合规律而建立的 Ghosh 和 Raj(1981)过渡模型，在预测 α/β 钛合金和 7000 系铝合金应力-应变速率特性曲线时是相当成功的。依据晶粒大小分布或软相与硬相的比例，应变速率的应力函数可以有任何从 1(相应于 Coble 蠕变)到 5(相应于位错蠕变)的值。由于过渡的本质，即在细晶中 Coble 蠕变的开始，在过渡区的流变应力将是晶粒大小的敏感函数。不同大小晶粒的混合在低应变速率也能导致一个明显逼近的门槛应力。然而，和较早提出的模型一样，这种过渡模型不能解释拓扑特征，即等轴晶形态和超塑性中晶界滑动的作用。

· p. 430 ·

强调晶界滑动作用的超塑性变形模型也已得到发展。以纯粹的 GBS 为基础的模型并未表现出所希望的结果。因此大多数模型集中于公式推导出的 GBS 的一些合适的协调过程。Ashby-Verrall 模型介绍了具有扩散协调的四晶粒单元中的晶粒转换作用。该模型的一些观点在几个后续提出的模型中以某一修正的方式使用。位错攀移蠕变和 Coble 蠕变的观点构成了形成过渡模型中超塑性变形速率方程的重要要素。通常可以确信晶粒转动、晶界迁移和新晶粒出现都作用于协调过程。然而，把这些要素置以定量的考察以及在把它们结合在某单一模型的速率过程，有关这方面还没有进行系统的尝试。

9.5.4 微观结构和机制的思考

大多数模型希望预测微观结构和拓扑特征在超塑性中的某些变化。有些模型没有明确强调这一方面，然而在这类情况下，常常能从这些模型的基础分析中得出间接的推断。

在已经相当好地获得超塑性变形微观结构和拓扑特征定性见解的同时，而对这些见解的定量数据却是非常缺少的。直接测量表明，最大的 GBS 发生在超塑性变形过程中，在区域Ⅰ中，与应变速率敏感性指数(m_{gbs})相关的滑动值与从力学 σ-ε 数据计算得到的 m 值之间有较好的一致性(Furushiro 和 Hori，1979)。在 Zn-Cu-Mn 合金中，晶界滑动、位错蠕变和扩散蠕变的 m 和 Q 值，以及它们对总伸长量的贡献支持了 GBS 占主导的变形模式，但是滑动和扩散流变作用也存在(Matsuki 等，1983)。类似的研究表明，当扩散蠕变对总变形量贡献最小而晶内位错滑移具有中等的贡献时，GBS 对总应变量的贡献是最大的(Kaibyshev，1981)。我们相信在超塑性区域随着应变速率的增加，扩散蠕变的协调连续降

低。然而几个研究证据(Matsuki 等,1983;Kaibyshev,1981)表明,GBS 同时伴随着变形的扩散和位错模式,因此那种设想仅有一种协调过程作用的模型不足以完全描述变形行为(Kashyap 和 Mukherjee,1985b)。

• p. 431 •

Rai 和 Grant(1983)获得了最初相邻晶粒之间的微观蠕变曲线,表明超塑性变形实质上是周期性变化的,而且从一点到另一点局部性变化达几个数量级。在局部范围内超塑性变形高度不均匀性的本质,正如"原位"研究中所发现的,为不同微观协调机制作用提供了支持。除了在某些瞬间在微观组织的不同区域,可以想象这些协调机制是同时起作用的。Gigkins(1982b)称之为微观复合效应。这一效应在三维空间为 GBS 提供了许多密距离剪应变路径并遵守(9-1)式的协调机制。这意味着可以由任何数量的机制来克服 GBS 的障碍,只要它们符合 $n=2,p=2,Q=Q_{bg}$ 或 Q_{vol}。这些机制可能是(a)新晶粒显露,(b)Friedel 蠕变,(c)壳层攀移和滑动,(d)晶粒转换,(e)局部滑动(特别是在大的晶粒或在软的基体上)和(f)晶粒转动等。这种观点有它的优点为已报道的试验值存在的差异提供了解释,包括应变速率敏感性指数、激活能、晶粒尺寸与应变速率之间的关系等。然而,在不久的将来,在超塑性方面能否发展出融合这一观点的定量理论是令人怀疑的,这是因为对它进行公式化存在复杂性。

9.6 超塑性中空穴形成和断裂

高温拉伸断裂可以通过两种方式发生:(a)外部缩颈和(b)内部空穴。目前已普遍知道,一个高的 m 值可提供超塑性合金一个抵抗外部流变局部化的阻力。人们也正在增加对大多数超塑性合金在变形过程中形成空穴的认识(Langdon,1982b;Kashyap 和 Mukherjee,1986;Pilling 和 Ridly,1988),尽管这些材料一般有能力承受相当量的空穴作用,近期的研究结果表明甚至很少量的空穴就导致超塑性成型件的室温力学性能恶化(Bampton 和 Edington,1983)。明显地,为了降低超塑性变形过程中空穴积累的速率,必须很好理解导致空穴产生的断裂过程,尤其是对许多近期形成的准单相铝基合金(其晶粒边界存在粒子),这点特别重要。

本节将简要评述超塑性合金的断裂过程,叙述超塑性流变局部化的产生,以及空穴在超塑性合金断裂中的重要作用。最后将讨论防止超塑性变形过程中空穴形成的措施,即在变形时施加静气态压力作用。

• p. 432 •

9.6.1 超塑性过程中流变局部化

一般地,在最佳的试验条件下,超塑性合金不显示大的外部缩颈,甚至得到百分之几千的断裂延伸率,存在非常小的流变局部化迹象(Langdon,1982b)。在给与的、具有阻碍流变局部化的超塑性合金中,随应变的增加,通过测量沿着量规长度的局部应变的变化,已经试验显示出应变速率敏感性指数的重要性。

Mohamed 和 Langdon(1981)对 Zn-22%Al 超塑性共析合金试验确定了流变局部化的起始和程度。对应变速率分别在区域Ⅰ($m=0.22$),区域Ⅱ($m=0.5$)和区域Ⅲ的始点

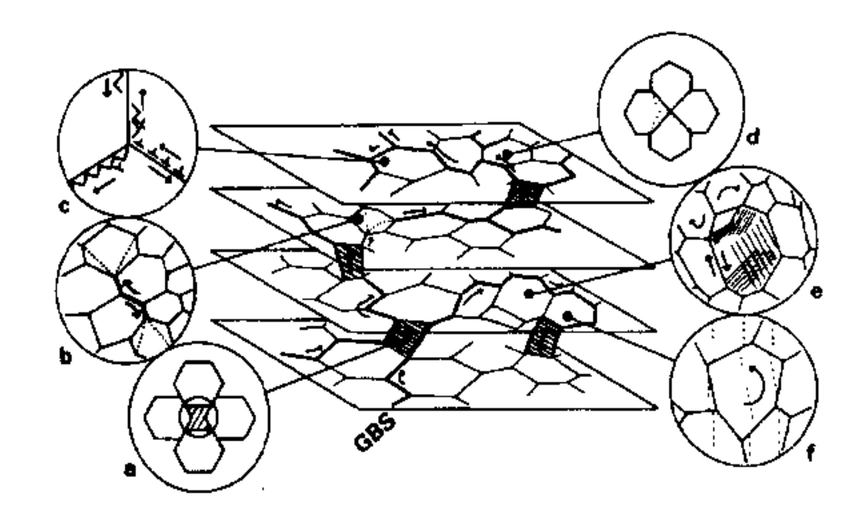


图 9-7　在三维 GBS 过程中微观复合效应提供了许多密距离剪应变路径并由式(9-1)中的机制协调，(a)新晶粒显露，(b)Friedel 蠕变，(c)壳层攀移和滑动，(d)晶粒转换，(e)局部滑动(特别是大的晶粒)和(f)晶粒转动，较快的过程可以协调 GBS，较慢的过程可能暂时绕过

($m=0.2$)时进行了拉伸试样试验。试样标距长度分成相等的段，初始长度为 l_o，在不同的总伸长量 $\Delta L/L_o$ 下，分别测量沿着标距长度局部应变 $\Delta l/l_o$，Δl 是给定段的长度变化，ΔL 是总标距长度的变化，L_o 是试样最初的标距长度。图 9-8 和图 9-9 分别表示了，试样在区域Ⅰ和区域Ⅱ中沿着标距长度不同段的局部伸长量的变化。图 9-8 和 9-9 表明：区域Ⅰ在大于 100%的延伸率时变形就表现为非均匀性，然而，和区域Ⅰ相比，区域Ⅱ的变形是相当均匀的，一直到大约 800%的延伸率，仅仅在大于 1000%的延伸率时才能观察到非均匀的流变。这一结果清楚地说明，应变速率敏感性指数的增大可使流变局部化的萌发推迟到较高的应变。

· p. 433 ·

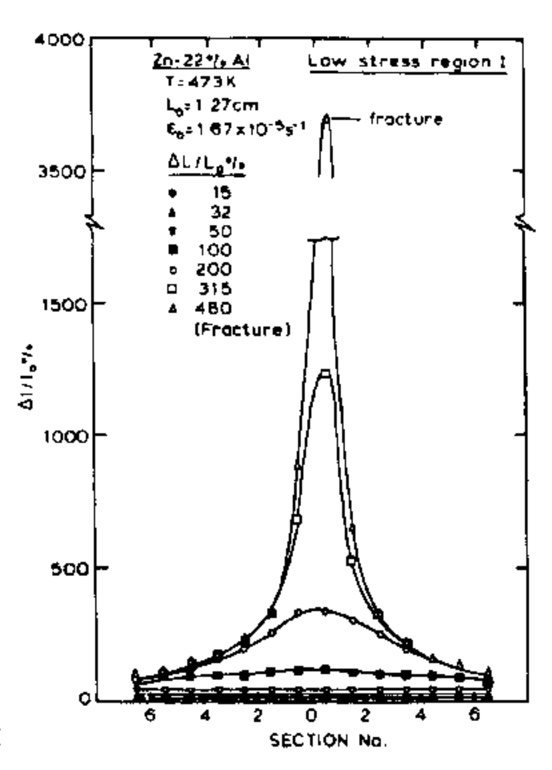


图 9-8　区域Ⅰ中($m=0.22$)变形过程中局部应变的变化(Mohamed 和 Langdon，1981)

在测试过程中按照流变局部化的一般分析，可以预料应变硬化的发生也能有利于拉伸变形的稳定性(Nichols，1981)。拉伸变形的整体稳定性与 m 和 γ 同时相关，γ 是应变硬化系数 Caceres 和 Wilkinson(1984)详细试验研究了由于晶粒长大引起的应变硬化对超塑性准单相 Cu 合金断裂的影响。研究表明，在低应变速率的区域Ⅰ中同时发生的晶粒长大可能对拉伸变形的稳定性提供一个明显的贡献。然而，同时发生的晶粒长大也趋于降低从区域Ⅱ到区域Ⅲ的过渡应变速率。因此正如近期 Hamilton(1986)所强调的，假如拉伸

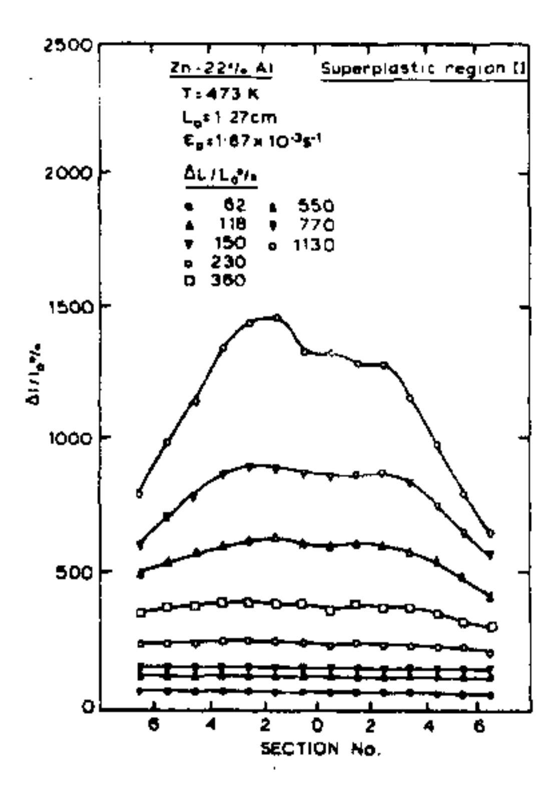


图 9-9　区域Ⅱ中($m=0.5$)变形过程中局部应变的变化(Mohamed 和 Langdon,1981)

试验在接近于区域Ⅱ和区域Ⅲ的过渡处进行,那么同时发生的晶粒长大也可以有一个对拉伸变形的失稳作用。

在拉伸试验中,根据试样尺寸和参数如 m 和 γ,对断裂延伸率的分析表达式已做了几种尝试(Lian 和 Suery,1986),最近 Hamilton(1986)对此做了总结。这些表达式的大多数预测到了正确的趋势,即延伸率随着 m 的提高而增加,但是他们不能满意地预测任何材料确切的延伸率,这里只要注意这些就够了。

9.6.2　超塑性中的空穴断裂

尽管高的 m 值常常被认为是出现超塑性的一个必要条件,对有效数据更深入的观察发现,空穴在超塑性合金断裂中也经常起一个重要作用,空穴率达到一定程度可使一些合金过早地断裂(Langdon,1982b;Ridley 等,1984)。

很清楚,对超塑性中空穴作用和形成过程做出基本理解可以带来对材料、工艺或试验条件更好的发展,以至于空穴化损失可以被控制(假如没有消除)。空穴化断裂过程包括空穴的萌生、长大和连接。空穴的连接时间(Pilling 和 Ridley 最近曾评述过,1988)在本书中不再讨论,它是很少知道的。然而,我们将注意到,近期的模型研究已表明,应变速率敏感性指数的增加可推迟在垂直于拉伸轴方向上相互作用效应和空穴连接的发生(Chokshi 和 Langdon,1985)。

· p. 434 ·

9.6.3　空穴的萌生

由于晶粒细化的热机械处理的广泛应用,许多合金在超塑性变形以前就可能存在空穴,这种观点经常提到(Stowell,1983)。空穴预先存在的间接证据,可以从空穴总含量与应变的变化关系的半指数曲线外推到零应变的方式获得。然而由于空穴作用是以指数形式绘出的曲线,不管空穴是否预先存在,这种曲线外推到零总会产生一个正偏差(Chokshi 和 Mukherjee,1989a)。对超塑性变形合金在不同应变时抛光的横截面观察通常可发现,对任何应变量,空穴大小具有一个宽的尺寸分布,同时随着变形量增加,可见空穴数量也跟着增加(Chokshi,1987)。这些观察都强烈证明超塑性变形过程中空穴连续不断地出现。

人们对高温蠕变过程中空穴萌生进行了大量的理论研究。这些研究得出的一个重要结论是:晶界滑动对于空穴萌生所需要的应力集中是必要的(Argon,1982)。试验测量发现,在超塑性变形过程中晶界滑动对总变形的贡献占 50%－70%(Chokshi 和 Lahgdon,1985),甚至在大的变形量时仍然维持这种高贡献值。根据晶界滑动这种明显作用的观点,

超塑性变形过程中空穴萌生是不足为奇的。一般假设，如果晶界滑动引起的应力集中不能迅速消除，那么就可能萌生空穴。Kashyap 和 Mukherjee(1986)列表展示了许多超塑性合金中空穴萌生的位置。

在准单相超塑性合金中，粒子钉扎在晶界而使晶粒稳定，因而空穴优先在粗的晶界粒子上萌生。通常地，使晶粒细化的挤压和滚轧工艺致使大的团块碎化成粗粒子。这些粒子沿着滚轧或挤压方向线性分布，在这些粒子上萌生的空穴使得空穴平行于拉伸轴向(常常平行于滚轧方向)线性分布(Ridlry 和 Pilling，1985；Chokshi，1987)。

在不含有粗的晶界粒子的双态合金中，也观察到了空穴。该类合金中的空穴萌生常发生在相界面，如 Al-Cu 共晶体中的 α/θ 界面和 Zn-22%Al 共析合金中的 α/β 界面。这些结果表明，粗的晶界粒子并不总是超塑性合金空穴萌生所必需的。以上的观点得到了仅含有 15×10^{-6}杂质的高纯 Zn-22%Al 共析合金(Miller，1978)和不含有任何粗粒子的 Ti-6Al-4V 合金(Cope 和 Ridley，1986)中的空穴观察的支持。最近，边缘上的空穴萌生已得到理论上模型化，并已确立了在边缘上萌生空穴的有利条件(Chokshi 和 Mukherjee，1989a)对 Zn-22%Al 合金，已证明其分析结果是和试验结果相一致的。因此在两相合金中，空穴可以在那些趋向于阻碍晶界滑动的其它有利的位置，如边缘和三叉晶界处萌生。

· p. 435 ·

9.6.4 空穴长大

高温蠕变过程中的空穴长大已得到广泛的模型化，同时对该过程已经有很好的理解。用于蠕变变形的空穴长大机制已成功地应用于超塑性空穴化的研究(Miller 和 Langdon，1979)。

空穴长大模型广义上可分为两类：其中一类是以扩散为基础，另一类是以幂指数规律蠕变的塑性变形为依据。通过应力定向的空位扩散进入空穴这样一个过程(常常沿着晶界)，引起扩散型的空穴长大。Speight 和 Beere(1975)有关超塑性合金的扩散长大模型，对空穴长大速率有下列的表达：

$$\frac{dr}{d\varepsilon}=\frac{\Omega\delta D_{gb}}{5kTr^2}\left(\sigma-\frac{2\gamma}{r}\right) \tag{9-6}$$

式中，r 是空穴半径，$dr/d\varepsilon$ 为单位应变的空穴长大速率，Ω 是原子体积，δ 为晶界厚度，D_{gb} 晶界扩散系数，k 是玻尔兹曼常量，T 为绝对温度，γ 为表面能。

空穴周围基体的塑性变形使空穴以幂指数规律长大。Hancock(1976)的幂指数规律空穴长大模型的表达式为

$$\frac{dr}{d\varepsilon}=r-\frac{3\gamma}{2\sigma} \tag{9-7}$$

由于扩散和幂指数规律长大机制相互独立地起作用，所以空穴长大将以引起较高的 $dr/d\varepsilon$ 值的机制起主导作用。根据(9-6)和(9-7)式所描述的空穴大小与空穴长大速率的变化关系可看出，小的空穴趋于通过扩散机制长大，而大的空穴通过幂指数规律机制长大。因此，存在一个临界半径 r_c，它标志着从扩散长大到幂指数规律长大的过渡。实验已表明，对于许多超塑性合金包括 Zn-22%Al 和 Fe 基(Miller 和 Langdon，1977)、Al 基(Chokshi，1986a；Pandey 等，1986)和 Cu 基(Chokshi，1986b；Livesey 和 Ridley，1982)，空穴形态随空

穴尺寸的变化遵循式 9-6 和 9-7 所预测的趋势。

对于粗晶粒合金蠕变过程，也已经建立了空穴长大的扩散模型，并假定小尺寸的空穴位于垂直于拉伸轴的晶界上。然而，对于细晶超塑性合金，空穴经常可快速长大到大于晶粒尺寸的尺度，Miller 和 Langdon(1979)认为这可能导致扩散空穴长大速率的增大。为了解释在蠕变和超塑性条件下形成的空穴之间的形态差别(Chokshi 和 Langdon，1985)，近期已经发展了一种新的扩散长大模型，称之为超塑性扩散长大模型。该模型实质上修正了用于描述空位沿着许多已被大的空穴贯穿的晶界、扩散进入空穴的扩散空穴长大的表达式。该模型预测的长大速率为

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\epsilon}=\frac{45\Omega\delta D_{gb}\sigma}{kTd^2\dot{\epsilon}} \tag{9-8}$$

式中，d 是晶粒尺寸。

• p. 436 •

一般地，超塑性合金中空穴可通过上述的三种机制长大。由于这三种机制相互独立，空穴长大由引起最快长大速度的机制所支配。图 9-10 以对数形式示意地表示了三种机制空穴长大速率随着空穴半径的变化规律。上面的虚线表示所预测的三种机制长大速率的总和。最初，小尺寸的空穴通过扩散机制长大，直到它达到近似等于一半晶粒大小尺寸。此时，$r=r_{osp}$，空穴贯穿一个以上的晶界，同时存在从扩散到超塑性扩散长大机制的过渡。最后，当空穴长大到一个临界半径 r_{cps}，存在另一个从超塑性扩散到幂指数规律机制的过渡。

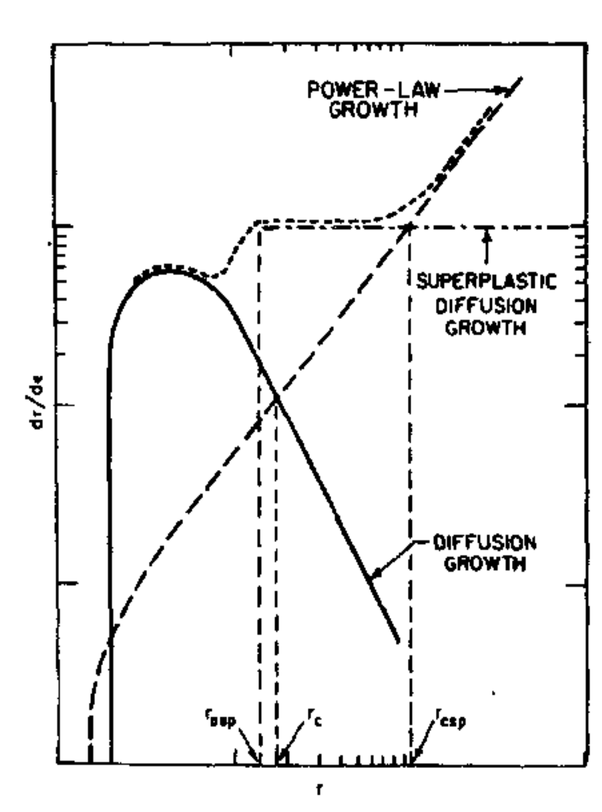


图 9-10 不同空穴长大机制下空穴长大速率和空穴半径之间的关系(Chokshi 和 Langdon，1985)

在低应变速率和细晶的条件下，r_{cps} 可能大于 r_c，这是很重要的。实验已经表明，超塑性空穴扩散长大机制，可以解释低应变速率条件下细晶超塑性 Cu 基合金和 Zn-22%Al 共析合金中大的圆形空穴的试验结果(Chokshi 和 Langdon，1987)。试验数据分析也表明，在相对粗大晶粒的 Al-Zn-Mg 和 Al-Li 合金的变形过程中，超塑性扩散空穴长大机制是不重要的(Chokshi，1986a 和 1986b)。

从空穴长大图可观察晶粒尺寸对空穴长大机制的影响，空穴长大图是用图形的方式表示实验条件以及在各种条件下起支配作用的机制。图 9-11 为典型试验条件 $\Omega\delta D_{gb}\sigma/(kT\dot{\epsilon})=10^{-19}\mathrm{m}^3$ 下的空穴长大图，它描述了 0.1－100μm 范围内空穴半径和 0.1－100μm 范围内晶粒尺寸之间的关系。该图表明，超塑性扩散长大机制对晶粒大于 3μm 的合金是不重要的。此时，小的空穴最初通

过扩散机制长大，而大的空穴通过幂指数规律机制长大。

对于将实验结果与理论预测进行定量的比较，已经做了一些尝试性工作（Langdon，1982；Kashyap 和 Mukherjee，1986；Pilling 和 Ridley，1988）。在这种情况下应当注意，理论空穴长大机制没有考虑连续性的空穴萌生或空穴连接这两方面实验观察到的现象。

· p. 437 ·

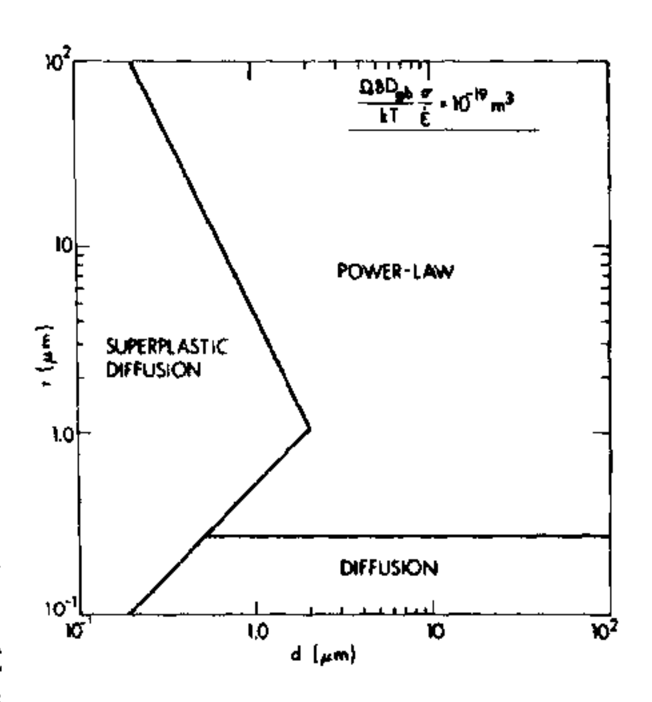


图 9-11 一系列典型试验条件下超塑性合金空穴长大图（Chokshi 和 Mukherjee，1988b）

近期，Franklin 等人（1988）详细实验研究了工业用准单相 7475Al 合金的空穴化过程。在 748K 和 $5\times10^{-4}s^{-1}$应变速率条件下，对拉伸试样进行了不同应变量的试验。使用定量显微镜获得了不同应变下空穴大小的分布，试验得到的空穴长大速率是由最大的 1% 数量的平均半径与真实应变的变化关系曲线的斜率来确定的。图 9-12 表示了理论扩散、超塑性扩散和幂指数规律机制的空穴长大速率和空穴半径的关系以及试验结果。可发现理论预测和实验结果在低的空穴半径即相应于低的应变量下具有很好的一致性。在半径大于 10μm 时，由于相互作用效应和空穴连接发生作用，实验所获得的空穴长大速率高于理论预测值。

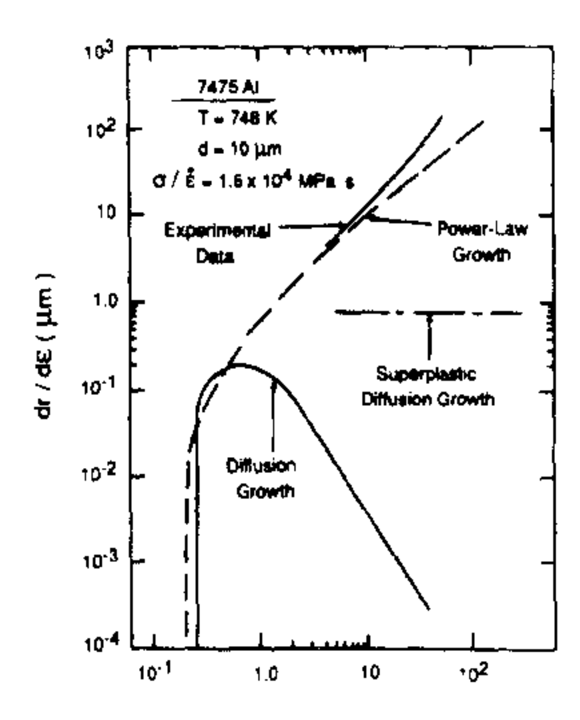


图 9-12 超塑性 7475Al 合金中理论空穴长大和试验结果的比较（Chokst 和 Mukherjee，1988b）

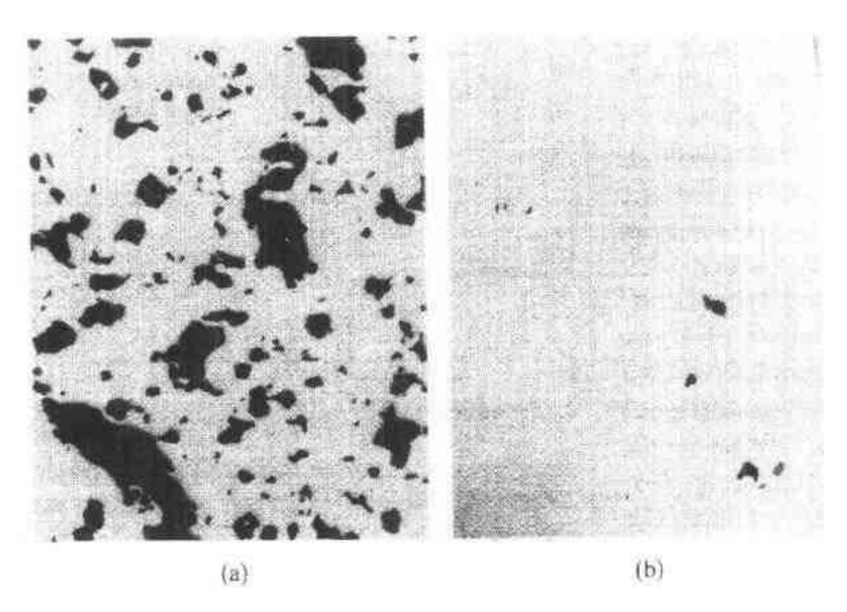
对于双相细晶合金，由于两相具有本质不同的流变特性，Shang 和 Syery（1984）发展了幂指数规律空穴长大模型，其中空穴长大由软相变形所控制。该模型导出的空穴长大速率具有与式(9-7)相同的形式，与 Hancock(1976)对准单相合金确定的相同。Pilling(1985)对空穴连接对空穴长大和大小分布的影响进行了模型化，并得到了与实验结果之间很好的一致性。Wilkinson 和 caceres(1986)试验研究了应变硬化对幂指数规律机制空穴长大的影响。

• p. 438 •

9.6.5 静压力对空穴的影响

在超塑性变形过程中，明显的空穴作用会引起变形后零件机械性能的明显衰退。因此，希望降低超塑性变形过程中的空穴程度。众所周知在超塑性过程中施加静压力可以降低已出现的空穴程度。

图 9-13 表示了在 748K 和 $5\times10^{-4}s^{-1}$应变速率下，真实应变值在 1.5 的范围内静压力对准单相超塑性 7475Al 合金空穴作用的影响。在大气压力下，试样显示出大约 425% 断裂延伸率，而在 4MPa 静压力作用下试样显示出大约 1050%的延伸率。图 9-13a 表示了在大气压力下试样的空穴情况，图 9-13b 表示了在 4MPa 压力下试样的空穴情况。可看出静压力作用降低空穴程度。此外，对类似微观照片仔细的观察发现，施加静压力不仅降低空穴数量，也降低最大空穴的尺寸。空穴大小分布的定量研究支持了这一观察结果，这也证明了静压力是通过降低总的空穴数量和最大空穴的尺寸来降低空穴作用的(Franklin 等，1988)。



(a) (b)

图 9-13 在 745K 和 1.5 真实应变下超塑性 7475 合金的光学组织 (Chokshi 等，1987)。(a)大气条件下；(b)4MPa 压力下

Pilling 和 Ridley(1986)详细地研究了三种 Al 基超塑性合金中的空穴化。对超塑性 Al-Li 合金在 793K 和 $1.2\times10^{-3}s^{-1}$应变速率的试验条件下，静压力对总空穴化程度的影响，以密度测试方式获得的结果示于图 9-14。沿着 X 轴方向的箭头表示一个应变值，即低于这一应变，密度测试法检测不到空穴。图 9-14 表明静压力可降低空穴损伤速率的增加，将形成明显的空穴化推迟到较高的应变下发生。

• p. 439 •

Bampton 和 Raj(1982)，Bampton 等(1983)详细研究了静压力对 7475Al 合金空穴化的影响。他们得出，为了使空穴程度明显降低，所施加的静压力必须达到流变应力相同的数量级。而静压力对空穴萌生和长大的影响还没有完全被理解。很清楚，和流变应力相近

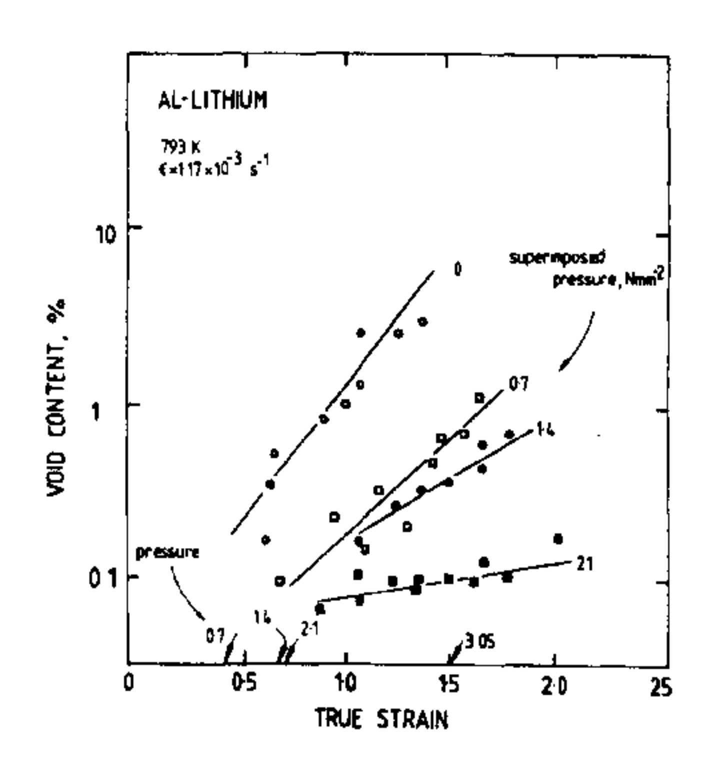


图 9-14 793K 不同压力下 Al-Li 合金中空穴程度随着真实应变的变化规律(Pilling 和 Ridley,1986)

的静压力作用为超塑性变形过程中降低空穴化程度提供了一个实际手段。

由于晶界滑动引起的应力集中对晶内空穴的萌生有重要的影响,在有和没有静压力作用下,已测量了晶界滑动对总超塑性应变的贡献。Chokshi 和 Mukherjee(1990)报道了这方面的详细内容。他们发现,晶界滑动对总应变的贡献大于 75%,同时静压力对晶界滑动的贡献量没有影响。

尽管发现晶界滑动不受静压力的影响,但是空穴萌生速率降低。为了解释这一现象,Chokshi 和 Mukherjee(1990)提出,由于增加稳定的空穴核的尺寸,因此静压力降低了空穴萌生的几率,稳定的空穴半径由 $r_c=2\gamma/\sigma$ 表达,其中 γ 为表面能,σ 为法向应力。在有静压力作用时,$r_c=2\gamma/(\sigma-P)$,式中 P 是施加的静压力。因此,例如当 $P=\sigma/2$ 时,r_c 的值增加一倍。由于临界空穴核心的体积正比于 r^3,r_c 提高两倍将使空位数量增加差不多一个数量级。这一过程实质上是通过降低稳定的空穴核心的形成几率来阻碍空穴萌生的。在该研究以前,静压力的作用被认为仅仅影响空穴长大速率,这将在下面做进一步讨论。

• p. 440 •

正如前面所讨论的,超塑性合金中空穴长大可以通过扩散或塑性控制机制进行。这些机制表明,在单向拉伸变形的初始阶段,空穴很小时,空穴长大大部分通过扩散机制进行。在较大的延伸率,空穴较大时,空穴长大由塑性控制机制支配。对于扩散控制机制,空穴长大通过最大主应力控制,空穴长大速率 dr/dt 正比于$(\sigma-P)$。对于塑性控制机制,平均应力是适当的参数,那么 dr/dt 是正比于$(\sigma/3-P)n$,其中 $n(=1/m)$是应力指数。已预料到这两种空穴长大速率由于静压力作用而受到阻碍,这和以前的研究相吻合(Bampton 和 Raj,1982;Pilling 和 Ridley,1986)。Chokshi 和 Mukherjee(1990)观察结果的重要意义同样

在于空穴萌生随静压力的增大而降低。

在复合材料和陶瓷中也注意到了静压力有益的作用。Mahoney 和 Ghosh(1987)在静压力作用下对含 SiC 粒子达 20Vol%的 PM64 铝基复合材料进行了拉伸试验,并报道空穴程度有所降低。Wang 和 Raj(1984)研究了两种硅酸铝锂玻璃陶瓷的超塑性变形。发现可得到的最大延伸率是相当有限的,对于晶内空穴化作用还是表面裂纹萌生和长大这两种方式都是如此。为了弄清楚这两种断裂机制的差别,在静压力作用下进行了拉伸试验。他们研究了两种材料,一种是具有高的流变应力,而另一种则相反。对两种材料,静压力都明显地降低空穴化现象。然而,仅有一种材料而且在较低的流变应力条件下,以至晶内空穴化作用为支配性的断裂模式时,才可延长应变到断裂的过程。对于较高流变应力的材料,断裂是由于表面裂纹的萌生和扩展引起的,所以拉伸断裂应变不受静压力影响。

9.7 超塑性研究领域的近期发展

本节将回顾和评价在超塑性研究方面近期已取得明显进展的新的成果。包括:在相对较高应变速率下某些机械合金化的铝基复合材料中的超塑性,以及非常有前景的陶瓷材料超塑性研究和金属间化合物超塑性新领域等。

· p. 441 ·

9.7.1 高应变速率超塑性

对于给定的超塑性机制和相同的应力水平,应变速率随着晶粒尺寸的减小而增加。已经发现目前最快的超塑性变形发生在 IN90211 合金中,该合金是一种机械合金化的细晶(0.5μm)铝合金(Bieler 等,1988)。IN90211 的名义成分(4.4%Cu,2%Mg)相同于 2124 铝合金。Mg 在所有温度下都固溶于基体。Cu 形成 $\theta(Al_2Cu)$析出相,但依赖于具体工艺过程。除了这些合金化元素以外,机械合金化过程还引入 0.8%O 和 1.1%C,它们以极细小的(20－25μm)氧化物和碳化物粒子的形式存在,这些粒子在合金中占 5Vol.%含量。粒子之间的间距在 30 到 50μm 之间。

该合金的延伸率和应力-应变速率如图 9-15 所示。在 $2.5s^{-1}$应变速率和 475℃下,出现最大的延伸率,其值超过了 500%(这种延伸率很大程度上受试样温度梯度所支配,而温度梯度很强地依赖于几何形态和生成热的传导途径,Bieler 和 Mukherjee,1990a)。实质上,断裂主要发生在晶间。对带有刻度线的初始抛光表面的观察发现,晶界发生滑动和转动,主要特征表现为 2－3μm 片晶。对于在最大超塑性条件下的变形试样,断裂表面附近材料的一个明显特征是几乎没有空穴存在(Bieler 等,1990)。

根据详细的力学和微观结构研究,Bieler 和 Mukherjee(1990b)提出了 IN90211 合金的超塑性变形机制:晶格位错运动受到拖曳溶质原子的限制,且需要借助于局部攀移和全面攀移两者的共同作用来攀越粒子(引起门槛应力)。当它们到达晶界时,分离成晶界位错,以至于促使晶界滑动。人们已经发现了有关晶界位错活动、晶格位错和粒子以及晶界间相互作用的证据。三叉晶界和其它障碍物的匹配性可通过相邻晶粒的滑动来协调,因而阻止了空穴的萌生。因此晶界滑动和基体滑动的共同作用产生 IN90211 合金的超塑性延伸。由晶界滑动,溶质拖曳和通用的 Weertman 攀移理论(1978)模型得到的预测已经与

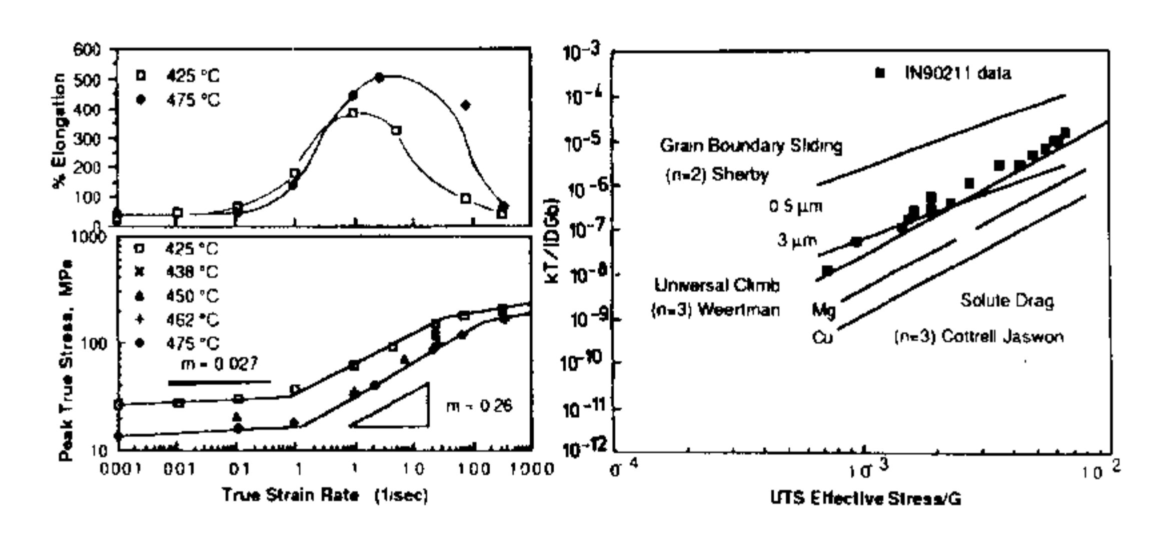


图 9-15 应力和延伸率与应变速率和温度之间的关系(Bielwe 和 Mukherjee,1990b)

IN90211 合金的超塑性数据作了比较。对激活能的详细分析表明,$n=3$ 时晶粒的滑动是该种情况下变形速率的控制步骤。晶界滑动的本构关系也预测了应变速率的确切大小,根据 3μm 片晶尺寸,可说明晶界滑动不比晶粒滑动慢。然而,大部分证据表明:克服 Mg 原子溶质拖曳的位错运动是应变速率的控制步骤(对已给出的 $n=3$),以及越过氧化物和碳化物粒子的滑移位错的混合攀移是引起已观察到的高温门槛应力敏感性的主要原因。

• p. 442 •

9.7.2 "低温"超塑性

最近,在大约 0.1μm 晶粒尺寸的合金中,试验观察发现了所谓的**低温超塑性现象**(Valiev et al,1988;Valiev 和 Tsenev,1990)。Al 基和 Mg 基合金中都已发现了这一现象。表 9-3 列出了晶粒尺寸为 0.3 和 8μm 的 Al-4%Cu-0.5%Zr 合金以及晶粒尺寸为 0.3 和 10μm 的 Mg-1.5%Mn-0.3%Ce 合金的超塑性变形试验条件和参数。表中的数据表明,具有亚微米晶粒的微观组织显示出典型的超塑性行为,其变形温度比通常的 8－10μm 晶粒微观组织所要求的要低 200－250K。例如,具有 0.3μm 晶粒尺寸的 Al-Cu-Zr 合金,在 493K 时的 m 值和高的延伸率与该合金在 773K 和 8μm 晶粒尺寸时具有相同的特性。对亚微米晶粒的 Mg-Mn-Ce 合金,同样显示出相对低温下的超塑性。

表 9-3 一些合金超塑性变形参数和条件(Valiev 等,1988)*

合金	d(μm)	T(K)	$\dot{\varepsilon}$(s^{-1})	σ(MPa)	m	ε(%)
Al-Cu-Zr	8	773	3×10^{-4}	14	0.50	800
	0.3	493	3×10^{-4}	23	0.48	>250*
Mg-Mn-Ce	10	673	5×10^{-4}	25	0.42	320
	0.3	453	5×10^{-4}	33	0.38	>150*

* 测量受试验条件限制。

电子微观结构分析表明,发生在亚微米晶粒合金变形中的结构变化没有超出通常超塑性合金的范围。变形以后,晶粒保持等轴形态,组织中没有发现位错,也具有相同程度的

晶粒长大。因此在100%的拉伸变形以后，晶粒尺寸从初始的0.1变成0.5μm。当晶粒尺寸大约为0.1μm时，很明显，这种低温超塑性的本质与合金中的晶界扩散显著的增加有关(Valiev 等，1990)。这里的物理状态与纳米材料所观察到的相同。

• p.443 •

9.7.3 陶瓷材料的超塑性

陶瓷材料的晶粒结合是很强的，而且具有方向性，所以位错的运动是一个非常困难的过程。缺少足够的塑性在相当长的时间内妨碍了陶瓷作为结构材料的应用。然而，最近在几种陶瓷材料中报道了在中等应变速率条件下类似超塑性的延伸率。通常超塑性是唯一的可用于陶瓷材料的成形机制。为了和本章前面的一致，陶瓷的超塑性的探讨也将限于微晶超塑性，感兴趣的读者可以参考近期的评述(Sherby 和 Wadsworth，1988)，该述评是关于陶瓷中的超塑性变化，大约在相转变温度，通过热循环能引起延伸率增加。而且，该述评主要集中于拉伸延伸率。压缩下的应力分布(以及静压力的作用)能使空穴程度最小化，从而使其塑性得以改善。然而，这一行为并不意味着拉伸作用下出现缩颈稳定性。一个高的应变速率敏感性指数 m 肯定是需要的，但它对超塑性并不是一个充分的判据。

界面结构对于理解超塑性是重要的。原子沿着界面的传输速率，以及原子被吸附或脱离于晶粒时的原子速率必然主要取决于界面结构的特性。晶粒界而流体薄膜的存在能显著地增强穿越界面的扩散，这也对超塑性特征有一个明显的影响。

目前已经报道的大多数超塑性陶瓷的晶界(或相界)是大角度晶界。对于这种大角度晶界，根据是否在晶界上存在流体(在测试温度下)，可分为两种类型(Raj，1989)。第一种类型，界面没有流体(Raj 的分类中为类型Ⅰ)，变形受到晶界的传输特性限制，即 Nabarro-Herring/Coble 蠕变的某一形式。为了通过"晶粒长大和类似溶解"这样一种过程来改变晶粒的形状，原子传输应该联系到原子论的作用原理。这种界面结构可以导致应变诱发晶粒长大。因此，这样的一个过程应该给出应变速率 $n=1$ 的应力关系。据我们所知，这种类型的超塑性在拉伸过程中至今还没有被发现。然而，在细晶 Al_2O_3 的超塑性压缩过程中观察到了 n 等于1的值(Venkatachari 和 Raj，1986；Carry 和 Mocellin，1985)。

按照 Raj 的观点，类型Ⅱ的超塑性出现在细晶粒的多晶体中，它常常含有非常少的晶界流变相。这种流变相通常由在晶界偏析的杂质形成的低温共晶体构成。液相应该具有增强蠕变的作用，这是因为它增加了通过界面的扩散传输速度。对这种类型超塑性的流变方程，Wang 和 Raj 已给予了述评(1984)。由 Raj 提出的模型依赖于(1)假设两个晶粒结合处的原子结构由岛状物构成，在那儿相邻的晶粒相遇，(2)出现相互渗透的液相。界面上的岛状结构提供了一个固态-接触，以支持引力梯度，面相互渗透的流体提供了一个快速扩散的路径。应变速率既可以通过晶体和流体之间的界面反应，也可以物质通过流体的扩散速率来控制。无论哪种都提供了较慢的速率。在扩散限制的情况下应变速率由下式给出

$$\dot{\varepsilon}=2.3\frac{\sigma\Omega c\alpha}{\eta d^3} \tag{9-9}$$

式中，c 是流体中晶粒的摩尔浓度，η 是晶界相的粘度，Ω 是原子体积，d 是晶粒尺寸，α 是取决于界面结构的参数。该式与液相的体积分数无关，但和液相的粘度有关。

· p. 444 ·

在 β-锂辉石玻璃陶瓷拉伸时，Wang 和 Raj 已经有力地证明了依赖于(9-9)式的应力与应变速率和三次方的晶粒尺寸之间的线性关系(1984)。他们的研究揭示了超细晶粒的陶瓷在相当低的应力(1 到 20MPa)下是可以高速变形的(10^{-4}到 $10^{-3}s^{-1}$)。式(9-9)表明，陶瓷多晶的粘度是正比于玻璃相的粘度，甚至在玻璃量很小的情况下也是如此。在一个有趣的相互关系中，Wang 和 Raj 指出，在 β-锂辉石玻璃陶瓷中简单地通过改变晶间玻璃的化学性质，可以获得一个宽范围的应变速率。掺杂物的存在能改变玻璃粘度达几个数量级，它是一个重要的工艺因素。

然而，现在已经报道的超塑性数据，既有离子键陶瓷即 ZrO_2 多晶体(参见 Wakai 等的述评，1989)也有共价键陶瓷中 Si_3N_4/SiC 复合材料(Wakai 等，1990)，表明 $n=2$，而不是(9-9)式所希望的 $n=1$ 的关系。在这两种陶瓷中，均要求晶间液相存在。

一般地可以辨别出(a)三叉晶界处和晶粒接合处的液相(即正如 Raj 模型中所假设的)和(b)两个晶粒的接合处的非常薄的非晶薄膜(1－2μm 厚)。文献中(Clark，1987；Marion 等，1987；Ruhle 等，1986)，在某些氧化物和某些非氧化物的陶瓷中，对两个晶粒接合处的非常薄的非晶薄膜已经做了一些讨论。目前已做出了以下推测，即具有几个 μm 厚的薄膜存在多种类型结构，这是由于界面原子的相互作用(Clark，1987)而引起的。然而，近期在对 Y 稳定化的四面体 ZrO_2 多晶体(Y-TZP)的超塑性研究中，Nieh 和 Wadsworth (1990)使用高分辨电镜，并没有发现任何有关界面非晶和液相的证据。离开相邻晶粒的晶格边缘能延伸到晶界或三叉晶界处交会，因此表现出不存在任何第二相。Yoshizawa 和 Sakuma(1990a)进一步注意到，Y-TPZ 晶界上缺少玻璃相(有意地添加)并不改变 $n=2$ 的超塑性行为的表现形式，至少晶界上玻璃相的存在不是陶瓷中超塑性的一个所必须的预先要求。Yoshizawa 和 Sakuma 的研究表明，含有 5wt％的硅酸锂玻璃能在一个低到1100℃的温度下产生超塑性变形。

· p. 445 ·

很清楚，陶瓷晶界上玻璃相和非晶态结构之间的关系，以及它们对超塑性的作用的争论还没有解决。然而，这些在基础理解方面存在的分歧不应该有损于我们近几年在陶瓷超塑性方面已做出的明显成绩。其中在陶瓷结构超塑性方面的两个显著的例子是由 Wakai 等人(1986)与 Wakai 和 Kato(1988)提出的。在细晶(大约 0.3μm)Y-TZP 拉伸超塑性变形中，Wakai 等人(1986)报道了一个 200％的断裂延伸率(图 9-16)。试验温度和应变速率分别是 1450℃和 $2.8\times10^{-4}s^{-1}$。这是一个具有里程碑意义的试验，首次清楚地显示了结构陶瓷材料在拉伸时的微晶超塑性行为。相同的材料在较高的温度下，即 1550℃和 $8.3\times10^{-4}s^{-1}$应变速率下产生一个超过 800％的断裂延伸率(Nieh 等，1990)。这些结果是令人兴奋的，它激发了材料界极大的兴趣。Wakai 等人(1986 和 1989a，b)以及 Wakai 和 Kato (1988)的结果揭示出应力指数值等于 2，反比于晶粒尺寸平方的应变速率，高于晶界扩散或阳离子晶格扩散激活能的变形激活能，即较慢的扩散形式。微观组织表现出空穴的存在，它随着应变速率的增加而加剧，也揭示了超塑性变形过程中应变增强的晶粒长大现象。还没有发现有关位错的强烈活动或在单晶粒中形成亚晶粒的证据。有些观察与金属系超塑性非常相似(Kashyap 和 Mukherjee，1985a)。Wakai 和 Kato(1988)的关于 TZP/Al_2O_3 复合材料超塑性的研究(晶粒尺寸约为 0.5μm)显示出与 Y-TZP 合金非常相似的

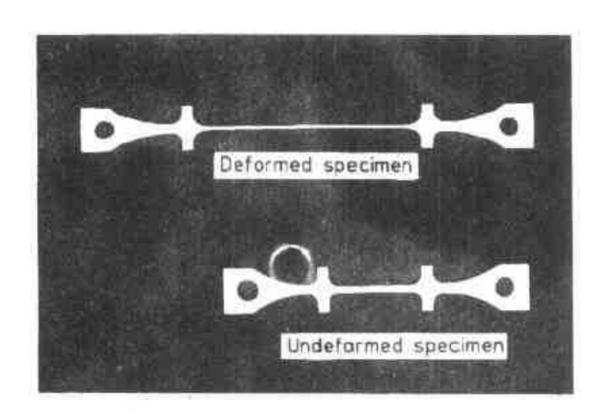


图 9-16　3mol% Y_2O_3 稳定化的 TZP 材料未变形(底部)和超塑性变形试样(Wakai 等,1986)

趋势,包括等于 2 的应力敏感性指数,应变促使的晶粒长大和应变速率相关的空穴。此外,Wakai 和 Kato 还估计晶界滑动对总变形的贡献是在 60－80%之间,这个值非常相似于金属中微晶超塑性所获得的值。

按照归一化的应变速率和归一化的应力关系,图 9-17 给出了四面体结构 ZrO_2 多晶体(TZP),以及 TZP/20wt% Al_2O_3 复合材料的试验结果。Mukherjee 等人(1989)描述了归一化过程参数,即模量与温度的关系等,图 9-17 中的曲线与 TZP 和 TZP/Al_2O_3 细晶陶瓷在 $n=2$ 时各种温度下超塑性应力-应变速率结果之间有很好的相关性。1350℃时 TZP/Al_2O_3 复合材料与这一关系的偏差在初期的试验数据也是明显的(Wakai 和 Kato 的图 5,1988)。对这一偏差的解释可能要依赖于原始的试验条件和环境。

・p. 446・

Wakai 等人(1989b)进一步研究了 Zr_2O_3/Al_2O_3 复合材料的超塑性特性,其中 Al_2O_3 含量从 20－80%之间变化。蠕变速率的应力关系值 n 近似等于 2,这与 Y-TZP 多晶材料相同。该复合材料中的拉抻延伸率随着 Al_2O_3 含量的增加而降低。他们将自己的有关该复合材料的结果和 Chen(1985)的复合材料的流变模型联系了起来,该复合材料含有比基体硬或软的球形杂质。

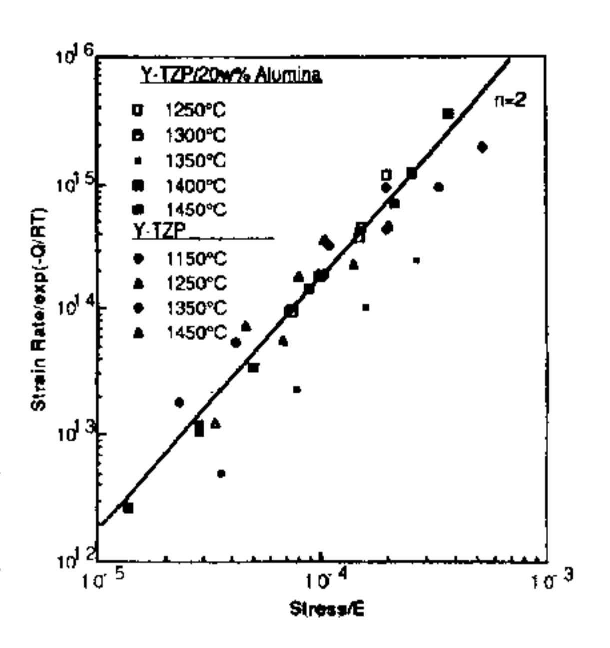


图 9-17　Y-TZP 和 Y_2O_3/Y-TZP 复合材料中温度和模量补偿的应力-应变关系(Wukherjee 等,1989;Wakai 等,1986;Wakai 和 Kato,1988)

Zr_2O_3/Al_2O_3 复合材料中应变促使晶粒长大的程度比在 Y-TZP(Nieh 等,1990;Wakai 等,1989a)中所观察到的要小的多,这是值得注意的。和前面提到的一样,Nieh 和 Wadsworth(1990)在 Y-TZP 高温测试中获得了一个非常高的延伸率。在这些较高的温度,应变促使的晶粒长大是很明显的,测量的 n 值接近于 3。而仅当他们归一化他们的数据中考虑了晶粒长大现象后,才能观察到 $n\approx2$ 的值。然而,在 Zr_2O_3/Al_2O_3 复合材料(Nieh 等,1990)的研究中,认为不需要这种归一化处理。由于在 Al_2O_3 存在的条件下,晶粒长大速率不是太大,他们和 Wakai 以及 Kato(1988)在该复合材料中都观察到了 $n=2$ 的现象。在 Y-TZP 中,Yoshizawa 和 Sakuma(1990b)已经研究了应变增强的晶粒长大现象。他们观察到了应变诱发的晶粒长大速率是正比于应变速率,但是比例常数与金属超塑

性相比小两个数量级。这种小的比例常数是由于 TZP 中单位晶界滑动仅形成较小的变形区域而引起的。

• p. 447 •

9.7.3.1 *有关思考和见解*

金属和陶瓷之间微晶超塑性的描述有许多共同点。组织的基本要求是相同的，即在变形过程中相当稳定的等轴细晶粒以及大角度晶界。在几种金属系中合金是共晶或共析组织，其中在跨越晶界的两相之间的化学和结构的差异使晶粒长大趋于最小化。值得注意的是，试验条件下在 Y-TZP 中四方和立方晶相的共存促进了晶粒尺寸的稳定性，这点已得到确认(Wakai 等，1986 和 1989a；Yoshizawa 和 Sakuma，1989)。正如以前提出的，晶界滑动(一般变形晶粒的等轴化本质)、应变增强的晶粒长大和晶间空穴化现象对金属和陶瓷都是相同的。

一些研究者(Nieh 等，1990；Nieh 和 Wadsworth，1990；Wakai 等，1989a)提出，在金属系中典型尺寸为 10μm 的晶粒能观察到超塑性行为，而对于陶瓷材料相应的晶粒尺寸明显偏小，通常小于 1μm。事实上，Wakai 等人(1989a)在等于 0.8μm 稳定化晶粒的氧化钇和氧化铈或更小的 Zr_2O_3 多晶材料中观察到了超塑性。但是晶粒为 1.9μm 时超塑性行为消失。我们认为这与高温超塑性的比例规律有关。作为一个例子，让我们将铝基合金和 Y-TZP 之间的超塑性在它们各自的 0.75Tm 温度条件下作以比较，假设激活能等于晶界扩散激活能，同时 $D=D_0\exp[-Q/(RT)]$并取比例，在常应变速率，常模量补偿的应力和可比较的对应温度，以及在速率参数保持不变的假设条件下，可写出下列的近似式：

$$\frac{D_{gb}^{Al}}{D_{gb}^{Zr^{4+}}} \approx \frac{d^{Al}}{d^{ZrO_2}}$$

铝的晶界扩散(Frost 和 Ashby，1982)由下式给出：

$$\delta D_{gb}^{Al} = \delta D_0\exp(-Q_{gb}/RT) = \\ = 2.0\times10^{-14} \\ \exp[-60(kJ/mol)/RT]m^3/s$$

在 16mol%Y_2O_3 稳定化的 ZrO_2 中的 Zr^{4+}离子界面扩散由下式给出(Qishi 等，1983)：

$$\delta D_{gb}^{Zr^{4+}} = 1.5\times10^{-6} \\ \exp[-309(kJ/mol)/RT]cm^3/s$$

立方晶系的 ZrO_2 熔点是 2680℃(Wakai 等，1989a)。熔点的 0.75 是 2214K。类似地，铝熔点的 0.75 是 700K。那么现在能估计下面比例：

$$(D_{gb}^{Al})_{700K}/(D_{gb}^{Zr^{4+}})_{2214K} \approx \\ \approx (5.7\times10^{-19}m^3/s)/ \\ (6.08\times10^{-20}m^3/s)\approx 10$$

以上说明 10μm 晶粒组织的金属与 1μm 晶粒的陶瓷在超塑性方面有相同的比例。

有关超塑性的特征在文献中还存在一些矛盾。一个适当高的应变速率敏感性指数应该是需要的，然而，许多陶瓷材料在压缩条件下的确显示了一个高的 m 值。但是在拉伸时由于晶界偏析而造成快速断裂。在典型的高温条件下，拉伸试验的实际困难是世所共知

的。然而，一个高的 m 值，加上已经表明的拉伸缩颈的稳定性和大的延伸性似乎是微晶(或结构)超塑性的可靠标志。

• p. 448 •

晶界滑动在超塑性上仍是一个重要的拓扑特征。各种超塑性的理论模型彼此之间的不同，主要在于协调晶界滑动所引起的应力集中的细节方面。由于陶瓷中内在的强共价键以及键的方向性(结果导致高的 Peierls 应力)，可以预料和协调过程有关的位错滑移运动在陶瓷中比扩散应力协调所起的作用更小。这个推测是根据实验结果而得出的(Wakai 等，1989a，b)。

在陶瓷中对晶界或相界结构的准确的分析是极其重要的。Carry 和 Mocellin(1985)强调指出了晶界扩散极大的敏感性(由于局部化学性质不同)。不很好地理解晶界和相界结构，要控制它是相当困难的。点缺陷的产生、消失和它与杂质间的作用，以及化学当量间的偏差等等，对界面扩散激活能有着很重要的影响。在这种情况下，对变形激活能经典的实验测量和模型预测没有很好的一致性。

将超塑性陶瓷的延伸性应用于实际成形工艺方面的工作已经取得一些进展。Kellet 等人(1988)使用 8∶1 面积缩比在 1500℃成功地将晶粒为 0.23μm 的 Y-TZP 粉末热压到完全的致密度。Fridez 等人(1984)已成功地在 1500－1600℃热锻压了细晶 Al_2O_3。Kellet 和 Lange(1988)也在 1500℃成功地将 20Vol.%ZrO_2/Al_2O_3 复合材料通过热锻压使其缩减到几乎 60%的厚度。这些结果在 10 年前是难以想象的。

9.7.4 有序金属间化合物的超塑性

有序金属间化合物具有非常高的高温强度。然而它的延伸率(因而加工性)常常是非常低的。因而直到现在，还没有认真地考虑它们在结构上的应用[1]。最近的研究(Liu 和 Stiegler，1984)表明，通过合金化和使用机械热成型工艺对微观组织进行控制，可以明显改善有序金属间化合物的延伸性和加工性。这种方法的一个突出的例子就是将 B 添加到 Ni_3Al 中所产生的效应。Ni_3Al(有序 $L1_2$ 立方结构)为基的镍的铝化物单晶是可塑的，但它的多晶形式特别脆。微合金化研究表明(Liu 和 Koch，1983；Taub 等，1984)加入大约 200 $\times10^{-6}$的 B 可显著改善室温塑性，主要原因是由于 B 强烈地富集于晶界，使晶界结合得以改善。

最近，另一条研究途径打开了在此类有序合金中产生极好的高温延伸性的可能性，这就是使它们超塑性化。含有 8wt%Cr0.8wt%Zr 和 200ppmB 的化学当量(就 Al 而言)铸造或锻造的 Ni-Al 化合物，使用机械合金化方法得到大约 13μm 的细晶粒。在单相(γ 相为主)有序结构($L1_2$)中添加 Cr 将产生 5%－15%的无序 f.c.c.的 γ 相。这种合金(IC218)在 1100℃和 $8.3\times10^{-4}s^{-1}$应变速率的试验条件下显示了 638%的超塑性延伸率(Choudhury 等，1989)。有趣的是，直到现在，多晶形式下的这种合金还是完全脆性和不可加工的。

• p. 449 •

Mukhopadhyay 等人(1990)在氩气气氛中研究了速率参数和微观结构对铸造 Ni_3Al

1) 目前，Ni_3Al，Al 金属间化合物基的合金已进入工程应用阶段，开始在航空上作热端部件应用。——译者注

($IC218$)超塑性的影响。图 9-18 示出了这种金属间化合物合金获得 634%超塑性延伸率的情况。该合金的晶粒尺寸约为 6μm,微观组织中含有大约 10%的无序 γ 相。图 9-19 为应变速率与应力的双对数关系曲线，在高的应变速率(区域Ⅲ),m 等于 0.32,初始的试验表明这个区域可能与位错通过具有 $n=3$(即 $m=1/n=0.33$)的有序晶格的粘性滑移的微蠕变机制有关。在中等应变速率(区域Ⅱ),m 较高,约为 0.75－0.9。图 9-18 所示的 638%的延伸率就是在该区域得到的。SEM 研究提供了晶界滑动的证据。在区域Ⅱ中的激活能估计为 290kJ/mol,这和 Chou 和 Chou(1985)由 Ni

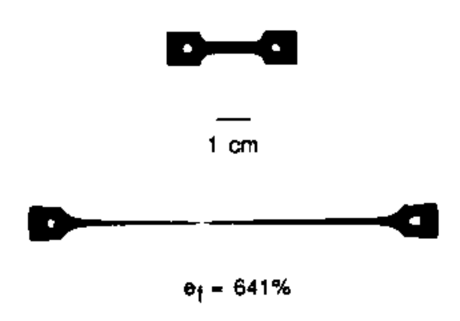


图 9-18 Ni_3Al 超塑性变形和未变形试样的比较(Mukhopadhyay 等,1990)

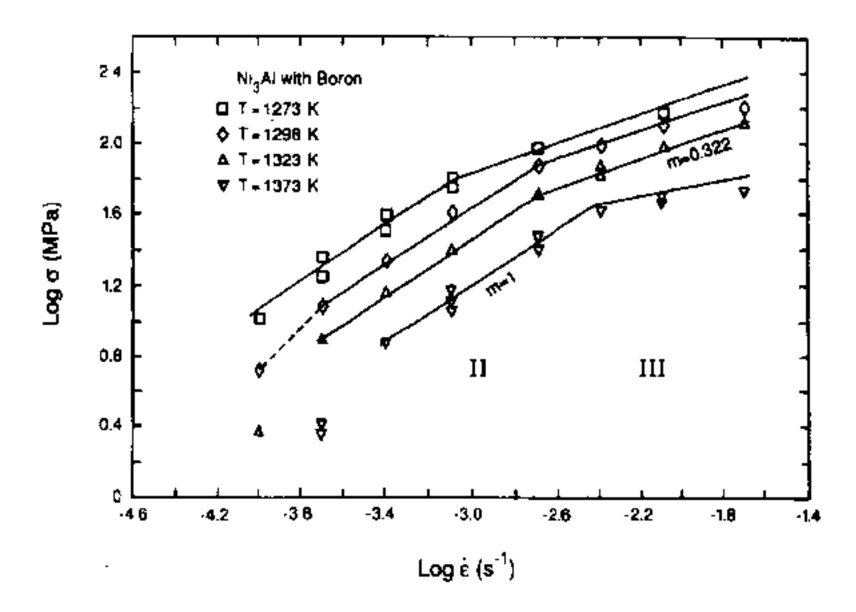


图 9-19 含 B 的 Ni_3Al 在各种温度下的应力 应变速率关系(Mukhopadhyay et al,1990)

在 Ni_3Al 中内扩散所确定的 290kJ/mol 值吻合很好。Mukhopadhyay 等(1990)在超塑性变形的试样中也注意到了空穴化现象和晶界断裂。空穴化程度随着晶粒尺寸或应变速率的增大而增加。

• p. 450 •

Nieh 和 Oliver(1989),Nieh(1990),Stoner 和 Mukhejee(1991)都研究了以 Ni_3Si 为基的合金。后者在 1070℃和 $1\times10^{-4}s^{-1}$应变速率条件下获得了 700%的超塑性延伸率。铸造和热辊轧合金 α 相晶粒尺寸为 11μm,有序 β 相为 4μm。在该试验温度下微观组织含有大约 50：50 的有序和无序相。在该合金中动力学晶粒生长是相当缓慢的。有序和无序相的共存可以通过延缓晶界迁移作用来促进晶粒尺寸的稳定性。这种材料的 m 值在超塑性区域Ⅱ时等于 0.5,而在区域Ⅲ降低到 0.33(Stoner 和 Mukherjee,1991)。Ni_3Si 超塑性有趣的特性之一是,其超塑性只能在大约为 1000－1100℃有限的温度范围内存在。在这个温度范围 Ni_3Si 具有两相组织。这表明 Ni_3Si 超塑性需要两相微观组织存在,只有这样才能

保存稳定的和细小的晶粒。

目前正在进行大量研究工作，以确定是否在其它有序合金中也能获得超塑性。其中多数正在研究之中，结果还没有公开发表。钛铝金属间化合物，由于具有很低的密度而受到特别的注意。以 Ti_3Al 为基础的合金（晶粒大小为 3－5μm），Bampton（1990）和 Yang 等（1991）在 1000℃左右和 $10^{-4}s^{-1}$的应变速率条件下得到了 500%的延伸率。区域Ⅱ的应变速率敏感性指数大约为 0.5－0.6，缩颈稳定性是相当好的。在区域Ⅲ，即在高的应变速率下，m 值降低到 0.33（Yang 等，1991）。某些 Ti_3Al 基合金系用 Nb 做为（无序）β 相稳定剂，在超塑性变形温度下，微观组织含有主要相的 β 相（无序）以及 α 相，它在高温时变成无序相。这引起了语义上的问题；这种特别的合金是金属间化合物（即有序合金）超塑性的一个范例，还是只是一个简单的显示微晶（如 α-β 型的 Ti-6Al-4V 合金）超塑性的两相合金？尽管如此，这种合金对于结构应用来说有非常吸引人的性能，而且能明显地以超塑性方式产生变形。超 α_2 相型 Ti_3Al（成分为 Ti-25Al-10Nb-3V-Mo）以超塑性变形过程中没有空穴化而著称。Bamptom（1990）在该材料中观察到了动力学晶粒生长，但是没有发现动力学再结晶。颈缩达到一定的程度发生断裂，通过扩散连接超 α_2 相可以产生一个完美的结合。

• p. 451 •

以 γ-TiAl 为基，并掺杂少量的合金化元素如 V 的合金目前也正在研究之中。它们高温时仍然有序，这类材料有低的密度和非常吸引人的高温性能。这种合金通常不具有超塑性，但是在高温下具有超塑性。Bamptom（1990）在含有 7vol. %TiB_2 的 γ-TiAl 材料已经报道了超过 300%的超塑性延伸率。在 γ-TiAl 中，Kim（1990）也报道了大的延伸率。此外，Bamptom 针对粉末冶金和铸锭冶金方法获得了两种 γ-TiAl，并研究了空穴长大和连接随着应变变化的规律。他同时也研究了 γ-TiAl 中的变形动力学。在高的应变速率（$10^{-3}s^{-1}$ 到 $10^{-2}s^{-1}$）下，γ 材料通过激活能为 416kJ/mol 和应变速率敏感性指数为 $m=0.27$ 的幂指数规律蠕变机制发生变形。在高的应变速率和 1200℃温度下，他观察到了由动力学再结晶引起的晶粒细化现象。在较低的应变速率下，这种材料表现为典型的超塑性行为，并具有一个较低的激活能（188kJ/mol）。在这些较低的应变速率下，也发现了晶粒长大的证据。尽管这些是最近的研究，但也显示出开发超塑性金属间化合物合金所具有的高水平。在不久的将来，这一努力的结果在文献中将占有更显著位置。

有趣的是，到目前为止所有超塑性金属间化合物（即 Ni_3Al，Ni_3Si，TiAl 和 Ti_3Al）在区域Ⅲ中的应变速率敏感性指数（m 的值）处于 0.27 到 0.33 之间。因此，应变速率的应力敏感性系数（它等于 1/m）是近似等于 3。在常规粗晶粒的 Ni_3Al，TiNi，NiAl 和 Ti_3Al 的粘性蠕变研究中已经发现了这样的 n 值（Stoner 和 Mukherjee，1991）。这些观察的前提是当通过位错滑移将无序性引入到晶体时，稳定态速率受限于某种特定应变速率的控制，即在该应变速率下，位错滑移以后化学扩散可使有序性得以恢复。在这些例子中，蠕变或许是超塑性金属间化合物的高应变速率的变形行为，受粘性滑动过程所控制（对于蠕变研究的相关述评，见 Mukherjee，1975）。

对于这些金属间化合物，区域Ⅱ中的 m 一般是 0.5－0.6，因此 n 大约等于 2。在低的应变速率下，滑移位错的粘性运动能跟上外界施加的应变速率。那么，速率控制机制就是这些位错在晶界湮灭场所上的攀移运动。正如 Mukherjee（1971）和 Langdon（1970）给出的，这将导致一个 n 等于 2 的值。Ti_3Al 金属间化合物蠕变的降应力试验和随后过渡状态

的观察(Biberger et al,1991)似乎支持了这一假说,即区域Ⅲ的速率控制步骤是滑移位错的粘性运动(给出合金类转变),而区域Ⅱ中的速率控制步骤是晶界上或者临近晶界的位错攀移(给出金属类转变)。

9.8 非常规的方法

大的无缩颈延伸率的超塑性似乎服从比例法则。在地质学实际的流动速率($10^{-12}s^{-1}$或更低)条件下,超塑性应该发生在相当粗的晶粒,Mukherjee 等人(1989)以及 Schmid 和他的合作者(1977)研究了一些地质材料超塑性的可能性,如石灰石、榍棱石等。当晶粒尺寸减小时,在越来越快的应变速率下,可以观察到最佳的超塑性。图 9-20 对此给予了描绘,它来自 Nieh 和 Wadsworth(1989)的研究工作。如果晶粒小于机械合金化材料(见 9.7.1)或陶瓷材料(见 9.7.2)中的晶粒大小,那么将发生什么样的行为,这自然是人们关心的问题。一个首选的材料是纳米材料。正如 Glerter(1985)和 Birringer(1989)所描述的,纳米材料(NCM)晶粒尺寸大约为 1—10nm。它们可以是单相也可以是多相的,典型的纳米材料中晶粒和相界面各占 50vol%左右。NCM 似乎显示了原子的结构,它不同于一般的晶态,因为它没有长程有序性,它也不同于玻璃态,因为它没有短程有序性。人们已经提出位于纳米材料晶内或相界面的原子表现了一类新的固态结构,即具有类气态无序特性。

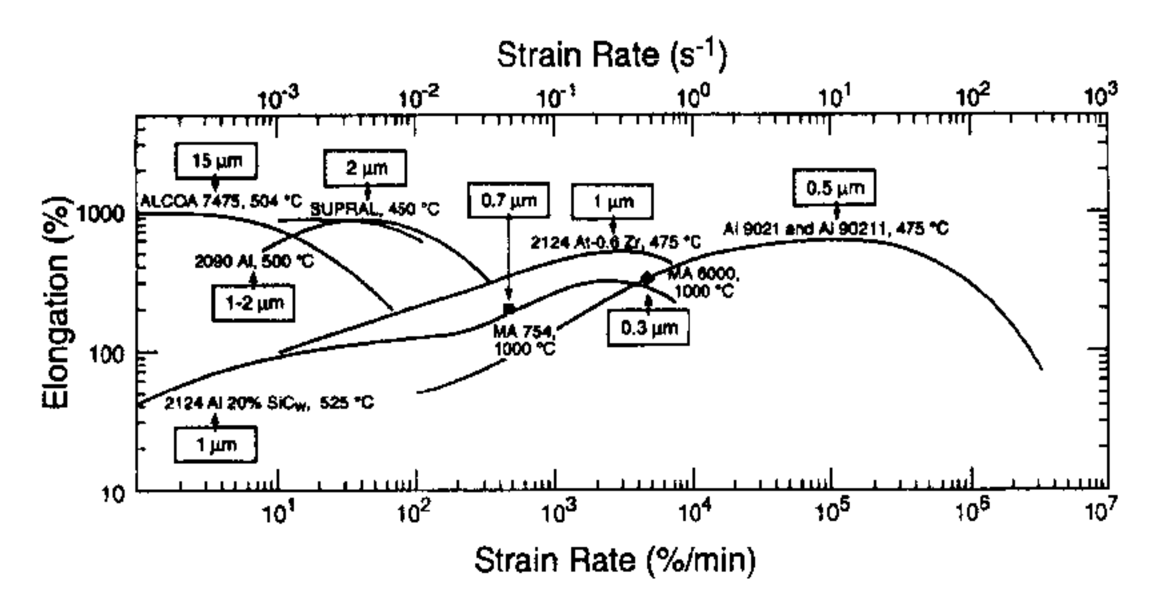


图 9-20 各种超塑性 Al 合金拉伸断裂与应变速率的关系(Nieh 和 Wadsworth,1989)

• p. 452 •

NCM 中的扩散是非常大的,Birringer 等人(1988)已经观察发现,铜的纳米晶粒(晶粒大小为 8nm)与粗晶粒的晶格扩散相比,自扩散增加 10^{11} 倍。边界扩散也有一个相应的增长。非常大密度的界面估计可以提供一个短程扩散路径的连接网络。Karch 等人(1987)证明 CaF_2 和 TiO_2 陶瓷在纳米时可变成可塑的,在令人吃惊的低温度下能进行相当大的塑性变性。由于在超塑性下,应变速率 ε=(扩散系数)/(晶粒尺寸)^{2或3},在扩散系数增加和晶

粒尺寸由 10μm 降到 10nm 的条件下，人们估计应变速率有一个非常大的增加。Birringer (1989)已提出 Coble 蠕变速率在 NCM 中增加大约 10^{11} 倍。我们相信对于这种纳米晶材料中的超塑性，也具有是相同的情况。另一方面，由于式(9-1)中隐含着的比例关系，如果应变速率保持常量，或者说在准静态速率下，那么在较低的温度下就可以观察到微晶材料的超塑性。正如前面所说的，Karch 等人(1987)在 353℃对纳米 CaF_2 进行了大的变形。这是一个值得探讨的领域。这种方法给我们提供了一种新的可用于结构材料的可塑陶瓷。

• p. 453 •

另一个有趣的研究领域是在极高的应变速率下的超塑性行为。目的是探索一个完全不同的现象，其中也可以获得大的无缩颈延伸率。它和晶界滑动无关。原则上应该在单晶中观察它。它属于声子粘性范畴，那儿晶格声子与高速位错之间相互作用，并对它们产生拖曳作用。其结果表现为一种 $n=m=1$ 的牛顿粘性行为。应变速率约高于 $10^4 s^{-1}$ 时可观察到这一过程，其机制 Klahn 等人(1970)已做过评述。在早期 AgMg 单晶研究工作中，Mukherjee 等人(1966)利用气枪和拼合的 Hopkinson 棒装置在应变速率高于 $10^4 s^{-1}$ 时观察到了大的变形(超过 300%)。遗憾的是，这项工作是在压缩条件下进行的。有趣的是在现今可实施的高应变速率拉伸试验下能重复这样的工作。模量归一化的流变应力与应变速率的关系在声子粘性中与温度无关(Mukherjee 等，1966；Studt 等，1973)，原则上，假如这种方法是成功的，那么甚至在室温条件下，在这些高的应变速率下就能观察到大大增强的超塑性现象。

9.9 超塑性成型技术

超塑性成型(SPF)和扩散连接(DB)已经成为一种确定的工艺技术，特别是应用于飞机等框架零件和气轮发动机部件的成形(Agrawal，1985；Pilling 和 Ridley，1989；Hamilton 和 Paton，1988)。该技术的优点在于增加了设计的灵活性，因此降低零件的制造成本。用一种操作工艺实施整体结构的生产可大大降低对大量零件的要求，以及降低与每个零件相关的工具和加工成本，同时将后续的组装工作量降到最低程度。同时，使用紧固件的数量减少了，因此消除了多余的重量(Agrawal，1985)。

在一个执行成形操作的模体内嵌套可配合的零件，通过一次成形组合件中多个零件可明显提高 SPF 的制造效率(Arieli 和 Vastava，1985)。目前的实际应用研究重点在于优化微观组织，获得较快的成形速度，尤其是自动化成形工艺。

超塑性成型工艺现在正在用于钛合金和铝合金(主要是框架制造)，以及镍基超合金(主要是用于制造气轮发动机)。超塑性变形过程中流变应力是相当低的(典型地小于 $10MN\cdot m^{-2}$)，因此，变形力可以由气压提供。于是这一成形工艺更相似于热塑性的吹塑成形，而与常规的金属成形工艺相差较大。Pilling 和 Ridly(1989)总结了各种成形工艺的原理，即(a)简单内腔成形；(b)内腔褶皱成形；(c)逆向膨胀；(d)塞辅助成形和(e)快反向成形。他们也讨论了确定简单形态的静态成形压力的方法。

• p. 454 •

近几年，超塑性成形和扩散连接(SPF/DB)的联合使用，或相反的(DB/SPF)途径已经使成本大大降低。已经证明该工艺对大量的航空零件制造有很大好处。固态扩散连接

是一个连接工艺，通过它可在高温下将两个将要连接的表面连接成一体。对每个零件施加适当的压力可使结合面产生紧密的连接，并使不规则空穴以平面带分布。然后，扩散和蠕变流动过程能从空穴临近的区域传输原子进入空穴表面，以降低空穴的体积率。有关连接机制的详细内容和扩散连接的动力学在一个近期优秀的论文专著中给予了讨论(Pilling 和 Ridley，1989)。钛基合金能很容易地进行扩散连接，是因为钛能溶解表面氧化层和其它的杂质，否则它们将阻止一个好的金属-金属结合的形成。然而，很遗憾，铝合金的扩散连接是非常困难的，因为表面存在坚韧的氧化物。在存在稳定氧化物层的条件下，我们需要更详细地了解其扩散机制。但是，研究表明，与聚合物粘结相比，DB/SPF 铝合金中的固溶态扩散连接产生更高的断裂强度(Pilling 和 Ridley，1989)。

扩散连接方法可用于板状材料在选择性的部位结合形成夹层结构。通过气压超塑性使夹层膨胀可形成壳体结构。壳体的内部构造依赖于内层板的数量与结合和非结合区域的模式。非结合区域是放有逗留化合物(聚合粘结的 Y_2O_3 和 BN 的混合物)的丝网面。这能使零件在 DB/SPF 工艺成形过程中在那些点产生分离(Pilling 和 Ridley，1989)。SPF/DB 工艺的三层结构制造的例子见图 9-21。使用 DB/SPF 工艺已经制造出了 Ti-6Al-4V 夹层结构零件，如图 9-22 所示(Winkler，1988)。SPF/DB 方法中优越的设计灵活性，与其它制造方法相比使成本降低达 60%。

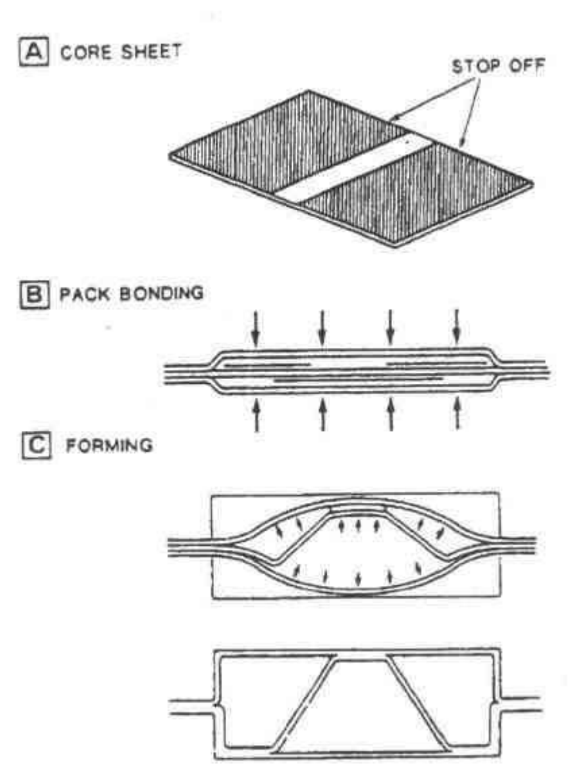


图 9-21　三层板块结构的 SPF/DB 制造方法示意图(Stephen，1987)

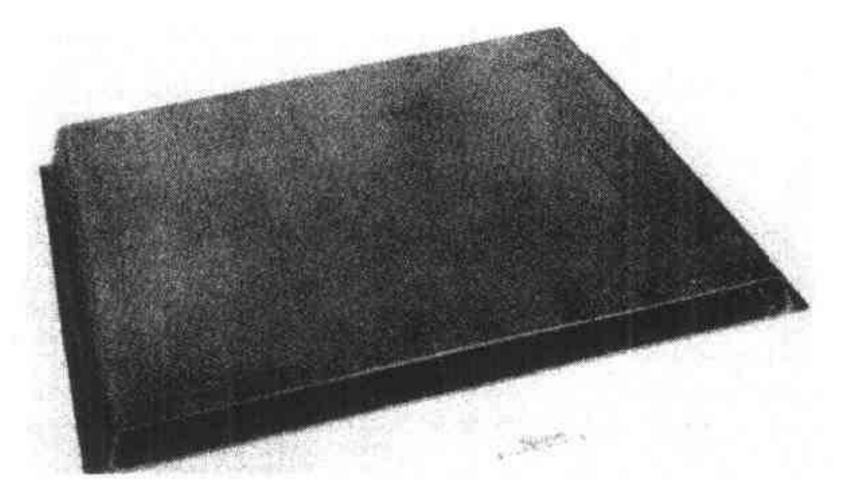


图 9-22　扩散连接和超塑性成形的 Ti-6Al-4V 夹层结构(Winkler，1988)

· p. 455 ·

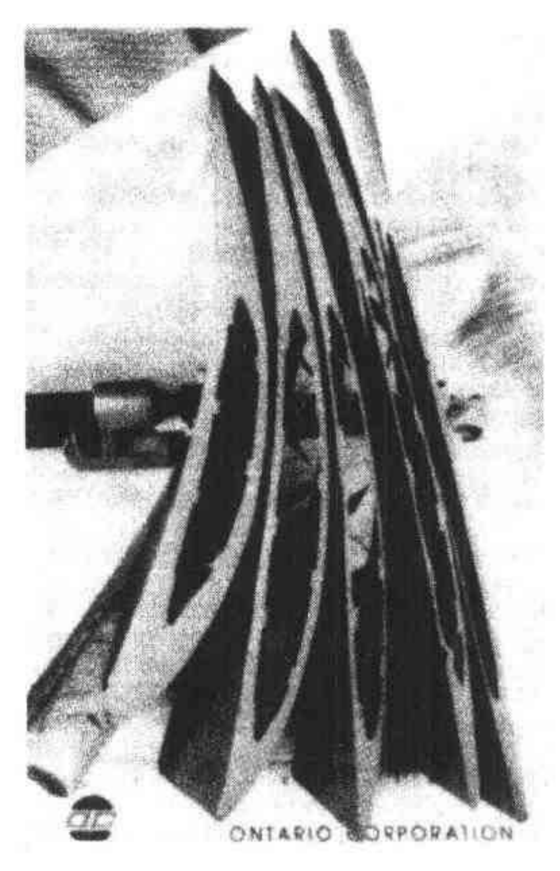


图 9-23 军用发动机用空心扇形叶片的实物截面(Weisert,1988)

另一个也已经显示 SPF/DB 的应用潜力的领域是涡轮发动机上的空心扇形叶片。目前该件的制造是包封片锻件,然后加工成最终的形态。假如理想的外部形态能获得,且具有较轻的重量,即内部空心的扇形叶片结构,那么可以在很大程度上实现机翼设计改进后的好处。通过改善推重比也可增加涡轮发动机的效率。制造这种空心扇形叶片要求复杂的工具形状,以及高精度和复杂的质量保证措施。而且,对大多数叶片,从叶片根部到顶部的弯角多达 60°(Weisert,1985)。尽管有这些困难,现在已经生产出了这种叶片(见图 9-23),并且和实心体叶片相比重量减轻了 30—35%。如此的例证对 SPF/DB 工艺的进一步发展和应用的确是一个极大的激励。

9.10 结　　论

超塑性是目前非常吸引人的成形工艺,它并不仅仅局限于冶金系统。通过微观组织控制,超塑性的可操作范围现在已经明显地扩展到相当高的应变速率下(工业上所希望的)。超塑性工艺过程中典型的晶界上空穴化可通过静气态压力的作用来控制。一些陶瓷和金属间化合物的超塑性明显地增强了它们作为高温结构件材料的应用潜力。纳米晶材料超塑性可能的表现形式,以及在非常高的应变速率下的超塑性都是值得研究的领域。

9.11 致　　谢

作者感谢 J. Wadsworth 和 T. G. Nieh 博士(Lockheed Palo Alto 材料中心实验室),C. T. Liu 和 V. Sikka(OajRidge 国家实验室)博士,C. C. Bampton(Rockwell 国际科学中心),T. R. McNelley 教授(海军研究院),T. Sakûma 教授(Tokyo 大学),F. Wakai 博士(GIRIN,日本名古屋),J. Pilling 教授(Michigan 科技大学),N. Ridley 博士(Manchester 大学),Valiev 教授(前苏联科学院)和 T. G. Langdon(南加州大学),由于和他们讨论了他们正在进行的研究结果以及许诺引用他们实验结果。作者也对他以前的学生 R. Arrowood,A. H. Chokshi,T. R. P. Kashyap 和 B. H. Prada 教授以及 M. C. Pandey 和 A. Arieli 博士所做出的贡献表示感谢。这项工作得到了美国国家科学基金和空军科学研究的资助。部分手稿是作者在日本休假时撰写的,在此对 Tokyo 大学的 Y. Ishida 教授以及日本科学促进会会员的热情招待表示感谢。

9.12 参考文献

Alden, T. H., Schadler, H. W. (1968), *TMS-AIME 242*, 825.

Agrawal, S. P. (1985), *Superplastic Forming*. Metals Park, Oh: ASM.

Argon, A. S. (1982), in: *Recent Advances in Creep and Fracture of Engineering Materials and Structure:* Wilshire, B. and Owen, D. R. J. (Eds.). Swansea, U.K.: Pineridge Press, pp. 1–52.

Arieli, A., Mukherjee, A. K. (1982), *Met. Trans. 13A*, 717.

Arieli, A., Mukherjee, A. K. (1983), in: *Micromechanism of Plasticity and Fracture*: Lewis, M. H., and Taplin, D. M. R. (Eds.). Trinity College, Dublin: Parsons Press, pp. 39–77.

Arieli, A., Rosen, A. (1976), *Scripta Met. 10*, 471.

Arieli, A., Vastava, R. B. (1985), in: *Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton C. H. and Paton, N. E. (Eds.). Warrendale, PA, USA: TMS-AIME, p. 491.

Ashby, M. F. (1972), *Surface Science 31*, 498.

Ashby, M. R., Verrall, R. A. (1973), *Acta Met. 21*, 149.

Backofen, W. A., Turner, I. R., Avery, D. H. (1964), *Trans. ASM 57*, 980–990.

Ball, A., Hutchinson, M. M. (1969), *Metal Sci. J. 3*, 1–7.

Bampton, C. C. (1990), *Superplastic Forming and Diffusion Bonding of Titanium Aluminides*, Presented at AeroMat'90, May, 1990, Long Beach, California, U.S.A.

Bampton, C. C., Edington, J. W. (1983), *J. Engr. Mater. Tech. 105*, 55–60.

Bampton, C. C., Raj, R. (1982), *Acta Metall. 30*, 2043.

Bampton, C. C., Mahoney, M. W., Hamilton, C. H., Ghosh, A. K., Raj, R. (1983), *Metall. Trans. 14A*, 1583.

Baudelet, B., Suery, M. (Eds.) (1985), *Superplasticity*. Paris: Editions du CNRS.

Beere, W. (1977), *J. Mater. Sci. 12*, 2093.

Bhattacharya, S. S., Padmanabhan, K. A. (1989), *Trans. 16. Ind. Inst. Met. 42*, S123.

Biberger, M., Davidson, M., Yang, H. S., Mukherjee, A. K. (1991), *The Rate Controlling Mechanisms in Region II and III in Superplastic Intermetallics*, to be published.

Bieler, T. R., Mukherjee, A. K. (1990a), *Scripta Met. 24*, 1003–1008.

Bieler, T. R., Mukherjee, A. K. (1990b), *Mat. Sci. and Engr. A128*, 171.

Bieler, T. R., Nieh, T. G., Wadsworth, J., Mukherjee, A. K. (1988), *Scripta Met. 22*, 81.

Bieler, T. R., Goto, G. R., Mukherjee, A. K. (1990), *J. Mat. Sci. 25*, 4125.

Bird, J. E., Mukherjee, A. K., Dorn, J. E. (1969), in: *Quantitative Relation Between Properties and Microstructure*: Brandon, D. G. and Rosen, A. (Eds.). Jerusalem: Univ. Press, pp. 255–342.

Birringer, R. (1989), *Mat. Sci. and Engr. A117*, 33.

Birringer, R., Hahn, H., Hofler, H., Karch, J., Gleiter, H. (1988), *Diffusion and Defect Data*. Aedermannsdorf: Trans-Tech., p. 17.

Bochvar, A. A., Sviderskaya (1945), *Izvest. Akad. Nauk. 9*, 821.

Bricknell, R. M., Edington, J. W. (1977), *Acta Met. 25*, 447.

Caceres, C. H., Wilkinson, D. S. (1984), *Acta Met. 32*, 415–434.

Carry, C., Mocellin, A. (1985), in: *Superplasticity:* Baudelet, B. and Suery, M. (Eds.). Paris: Editions du CNRS, article 16.

Chandra, T., Jonas, J. J., Taplin, D. M. R. (1978), *J. Mater. Sci. 13*, 2380.

Chen, I., W. (1985), in: *Superplasticity:* Baudelet, B. and Suery, M. (Eds.). Paris: Editions du CNRS, pp. 5.1–5.20.

Chokshi, A. H. (1986a), *J. Mat. Sci. 21*, 2073.

Chokshi, A. H. (1986b), *J. Mat. Sci. 5*, 144.

Chokshi, A. H. (1987), *Metall. Trans. 18A*, 63.

Chokshi, A. H., Langdon, T. G. (1985), in: *Superplasticity* Baudelet, B. and Suery, M. (Eds.). Paris: Editions du CNRS, pp. 2.1–2.15.

Chokshi, A. H., Langdon, T. G. (1987), *Acta Metall. 35*, 1089.

Chokshi, A. H., Mukherjee, A. K. (1988a), *Met. Trans. 19A*, 1621.

Chokshi, A. H., Mukherjee, A. K. (1988b), in: *Superplasticity in Aerospace*: Heikkenen, C. H. and McNelley, T. R. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, pp. 167–179.

Chokshi, A. H., Mukherjee, A. K. (1989a), *Acta Met. 37*, 3007.

Chokshi, A. H., Mukherjee, A. K. (1989b), *Mat. Sci and Engg. A110*, 49.

Chokshi, A. H., Mukherjee, A. K. (1990), *The Role of Hydrostatic Pressure in the Cavitation Failure of a Superplastic Al-Li Alloy*, to be published in the *Proceedings of Hugh Heard Memorial Symposium* by the American Geophysical Union.

Chokshi, A. H., Franklin, J. E., Mukherjee, A. K. (1987), in: *Mechanical Behavior of Materials*, Yan, M. G. et al. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 461–468.

Chou, T. C., Chou, Y. T. (1985), *Materials Research Symposium Proc. 39*. Pittsburg, PA: Materials Research Society, p. 461.

Choudhury, A., Sikka, V. K., Mukherjee, A. K. (1989), *Superplasticity in an Ni_3Al Base Alloy with 8 wt.% Cr*, submitted for publication in *J. Mat. Sci.*

Coble, R. L. (1963), *J. Appl. Phys. 34*, 1679.

Clark, D. R. (1987), *J. Amer. Ceram. Soc. 70*, 15.

Cope, T., Ridley, N. (1986), *Mater. Sci. Tech. 2*, 140.

Crooks, R., Hales, S. J., McNelley, T. R. (1988), in: *Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton, C. H. and Paton, N. E. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 389.

Dunlop, G. L., Taplin, D. M. R. (1972), *J. Mat. Sci. 7*, 316.

Edington, J. W., Melton, K. N., Cutler, C. P. (1976), *Prog. Mater. Sci. 21*, 61.

Falk, L. K. L., Howell, P. R., Dunlop, G. L., Langdon, T. G. (1986), *Acta Met. 34*, 1203.

Franklin, J. E., Mukhopadhyay, J., Mukherjee, A. K. (1988), *Scripta Met. 22*, 865.

Fridez, J. D., Carry, C., Mocellin, A. (1984), in: *Advances in Ceramics*, Vol. 10, *Structure and Properties of MgO and Al_2O_3 Ceramics*: Kingery, W. D. (Ed.). Columbus, Ohio: The Amer. Ceramics Soc., pp. 720–740.

Frost, H. J., Ashby, M. R. (1982), *Deformation Mechanisms Maps*, Oxford: Pergamon, 21.

Furushiro, N., Hori, S. (1979), *Scripta Met. 13*, 653.

Ghosh, A. K., Hamilton, C. H. (1979), *Met. Trans 10A*, 699.

Ghosh, A. K., Raj, R. (1981), *Acta. Met. 29*, 607.

Gifkins, R. C. (1982a), *Strength of Metals and Alloys*, Gifkins, R. C. (Ed.). Oxford: Pergamon Press, p. 701.

Gifkins, R. C. (1982b), *Superplastic Forming of Structural Alloys*, Paton, N. E. and Hamilton, C. H. (Eds.). Warrendale, PA: Met. Soc. AIME, pp. 3–26.

Gifkins, R. C. (1991), *Factors Influencing Deformation of Superplastic Alloys Part II: Grain Boundary Sliding*, to be published in *Materials Forum*.

Gleiter, H. (1985), *J. de Physique, Colloque C4, Supplement 4, Tome 46, April, 1985*, pp. c4–c393.

Gurewitz, G. (1983), *Superplasticity and Cavitation in Ti-6Al-4V*, Ph. D. thesis, Davis, California: University of California.

Hales, S. J., McNelley, T. R. (1988a), in: *Superplasticity in Aerospace*: Heikkennen, H. C., McNelley, T. R. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 61.

Hales, S. J., McNelley, T. R. (1988b), *Acta Met. 36*, 1229.

Hales, S. J., McNelley, T. R., Crooks, R. (1990), to be published in: *Recrystallization '90, Proceedings of the Conference at Wollongong*, Australia.

Hamilton, C. H. (1986), *Superplasticity, Strength of Metal and Alloys (ICSMA 7)*, Vol. 3: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1831–1857.

Hamilton, C. H., Paton, N. E. (Eds.) (1988), *Superplasticity and Superplastic Forming*. Warrendale, PA: TMS-AIME.

Hancock, J. W. (1976), *Metal Sci. 10*, 319.

Hatz, W., Ruedl, E., Shiller, P. (1975), *J. Mater. Sci. 10*, 2003.

Hazzledine, P. M., Newbury, D. E. (1973), *Proceedings of ICSMA3', Cambridge, England, 1*, p. 202.

Heikkenen, H. C., McNelley, T. R. (1988), *Superplasticity in Aerospace I*, Warrendale, PA: TMS-AIME.

Herring, C. (1950), *J. Appl. Phys. 21*, 437.

Hidalog-Prada, B., Mukherjee, A. K. (1985), *Scripta Met. 19*, 1235.

Higashi, K., Ohnishi, T., Nakatani, Y. (1985), *Scripta Met. 19*, 821.

Jenkins, C. M. H. (1928), *J. Inst. Metals 40*, 41.

Kaibyshev, O. A. (1981), *Czech. J. Phys. 31*, 223.

Kaibyshev, O. A., Valiev, R. Z., Astanin, V. V. (1976), *Phys. Stat. Sol. (a) 35*, 403.

Kaibyshev, O. A., Valiev, R. Z., Emaletinov, A. K (1985), *Phys. Stat. Sol. (a) 90*, 197.

Karch, H., Birringer, R., Gleiter, H. (1987), *Nature (London) 330*, 556

Kashyap, B. P., Mukherjee, A. K. (1983), *Deformation of Multi-Phase and Particle Containing Materials*: Bilde-Sorensen, J. B., Hansen, N., Horsewell, A., Leffers, T., Lilholt, H. (Eds.). Roskilde, Denmark: Riso National Laboratory, p. 325.

Kashyap, B. P., Mukherjee, A. K. (1985a), *J. Mat. Sci. 20*, 2661.

Kashyap, B. P., Mukherjee, A. K. (1985b), in: *Superplasticity*: Baudelet, B. and Suery, M. (Eds.). Paris: Editions du CNRS, article 4.

Kashyap, B. P., Mukherjee, A. K. (1986), *Res. Mechanica 17*, 293.

Kellet, B. J., Lange, F. F. (1988), *J. Mat. Res. 3*, 545

Kellet, B. J., Carry, P., Mocellin, A. (1988), in: *Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton, C. H. and Paton, N. E. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, pp. 625–630.

Kelley, L. G. (1985), in: *Superplastic Forming*: Agrawal, S. P. (Ed.). Ohio: ASM, Metals Park, p. 61.

Kim, Young-Won (1990), private communication, will be published.

King, A. M., Smith, D. A. (1976), *Met. Sci. 8*, 113.

Klahn, D., Mukherjee, A. K., Dorn, J. E. (1970), *Second International Conference on Strength of Metals and Alloys, Proceedings*, Vol. III, pp. 951–982.

Kobayashi, M., Wakai, F. (Eds.) (1989), *Superplasticity*. Pittsburg, PA: Materials Research Society.

Kobayashi, Y., Ishida, Y., Kato, M. (1977), *Scripta Met. 11*, 51.

Langdon, T. G. (1970), *Phil. Mag., 22*, p. 689.

Langdon, T. G. (1982a), in: *Superplastic Forming of Structural Alloys*: Paton, N. E. and Hamilton, C. H. (Eds.). New York: Met. Soc. of AIME, p. 27.

Langdon, T. G. (1982b), *Metal Sci. 16*, 175–183.

Langdon, T. G. (1987), in: *Fundamentals of Diffusion Bonding*: Ishida, Y. (Ed.). Amsterdam: Elseviers, pp. 305–328.

Lee, D. (1970), *Met. Trans 1*, 309.

Lian, J., Suery, M. (1986), *Mat. Sci. Tech. 2*, 1093.

Liu, C. T., Koch, C. C. (1983), *Publication National Bureau of Standards, June, 1983* (Washington, D.C.), Number NBS-IR-83-2679-2.

Liu, C. T., Stiegler, J. O. (1984), *Science 226*, 636.

Livesey, D. W., Ridley, N. (1982), *Metall. Trans. 13A*, 1619.

Lloyd, D. J., Moore, D. M. (1982), in: *Superplastic Forming of Structural Alloys*: Paton, N. E. and Hamilton, C. H. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, pp. 147–172.

Logan, R. W., Mukherjee, A. K. (1982), *Mater. Sci. and Engrr.*, 237.

Maehara, Y., Langdon, T. G. (1990), *J. Mat. Sci. 25*, 2275.

Mahoney, M. W., Ghosh, A. K. (1987), *Met. Trans. 18*, 653.

Marion, J. E., Hsueh, C. H., Evans, A. G. (1987), *J. Amer. Ceram. Soc. 70*, 708.

Martin, P. J., Backofen, W. A. (1967), *Trans. ASM.60*, 352.

Matsuki, K., Monita, H , Yamada, M., Murakami, Y. (1977), *Met. Sci. 6*, 156.

Matsuki, K., Hariyama, N., Tokizawa, M., Murakami, Y. (1983), *Metal Sci. 17*, 503.

Mayo, M. J., Nix, W. D. (1989), *Acta Met. 37*, 1121.

McNelley, T. R., Heikkenen, H. C. (1990), *Superplasticity in Aerospace II*. Warrendale, PA: TMS-AIME, to be published.

Melton, K. N., Cutler, C. P., Kallend, J. S., Edington, J. W. (1974), *Acta Met. 22*, 165.

Merrilea, J. M., Wadsworth, J., Kobayashi, M., Mukherjee, A. K. (Eds.) (1990), *Superplasticity in Metals, Ceramics and Intermetallics*, to be published.

Miller, D. A., Langdon, T. G. (1978), *Metall. Trans. 9A*, 1688.

Miller, D. A., Langdon, T. G. (1979), *Metall. Trans. 10A*, 1869–1874.

Misro, S. C., Mukherjee, A. K. (1975), in: *Rate Processes in Plastic Deformations*: Li, J. C. M. and Mukherjee, A. K. (Eds.). Metals Park, Ohio: Amer. Soc. of Metals, p. 434.

Mohamed, F. A. (1983), *J. Mat. Sci. 18*, 582.

Mohamed, F. A., Langdon, T. G. (1975), *Phil. Mag. 32*, 697.

Mohamed, F. A., Langdon, T. G. (1981), *Acta Met. 29*, 922.

Mukherjee, A. K. (1971), *Mater. Sci. Engg. 8*, 83.

Mukherjee, A. K. (1975), in: *Treatise in Materials Science and Technology*, Vol. 6: Arsenault, R. J. (Ed.). New York: Academic Press, p. 180.

Mukherjee, A. K. (1979), *Ann. Rev. Mat. Sci. 9*, 191.

Mukherjee, A. K., Ferguson, W. G., Barmore, W. L., Dorn, J. E. (1966), *J. Appl. Phys. 37(10)*, 3707.

Mukherjee, A. K., Bird, J. E., Dorn, J. E. (1969), *Trans. Amer. Soc. Metals 62*, 155.

Mukherjee, A. K., Bieler, T. R., Chokshi, A. H. (1989), in: *Materials Architecture*: Bilde-Sorensen, J. B. (Ed.). Roskilde, Denmark: Riso National Laboratory, pp. 207.

Mukhopadahyay, J., Kaschner, G., Mukherjee, A. K. (1990), *Scripta Met. 24*, 857.

Nabarro, F. R. N. (1948), in: *Report of a Conference on the Strength of Solids*. London: The Physical Society, pp. 75–90.

Naziri, H., Pearce, R., Henderson-Brown, M., Hale, K. (1975), *Acta Med. 23*, 489.

Nichols, F. A. (1980), *Acta Met. 28*, 663.

Nicholson, R. B. (1972), in: *Electron Microscopy and Structure of Materials*: Thomas, G. (Ed.). Berkeley: University of California Press, p. 689.

Nieh, T. G. (1990), *Superplasticity in $L1_2$ Intermetallic Alloys*, to be published in: *Proceedings of the MRS Symposium on Superplasticity in Metals, Ceramics and Intermetallics*. Pittsburg, PA: Materials Res. Soc.

Nieh, T G., Oliver, W. C. (1989), *Scripta Met. 23*, 851.

Nieh, T. G., Wadsworth, J. (1989), *Proceedings of the MRS International Meeting on Advanced Materials*, Vol. 7: Kobayashi, Y. and Wakai, F. (Eds.). Pittsburg, PA: Materials Research Soc., p. 43.

Nieh, T. G., Wadsworth, J. (1990), *Superplastic Behavior of a Fine-Grained Yittria-Stabilized Tetragonal Zirconia Polycrystals*, to be published in: *Acta Metallurgica*.

Nieh, T. G., Wadsworth, J., Sherby, O. D. (1990), *Superplastic Behavior in Ceramics, Ceramic Composites, Metal Matrix Composites and Intermetallics*, to be published in: *Proceedings of Superplasticity in Aerospace II*.

Nix, W. D. (1985), in: *Superplastic Forming*: Agrawal, S. P. (Ed.). Metals Park, Ohio: ASH, pp. 3–12.

Novikov, I. I., Portnoy, V. K., Levchenko, V. S. (1981), *Acta Met.* 29, 1077.

Oishi, Y., Ando, K., Sakka, Y. (1983), in: *Adv. in Ceramics, Amer. Ceram. Soc. 7*, 208.

Padmanabhan, K. A. (1977), *Mater. Sci. Engg. 29*. 1.

Padmanabhan, K. A., Davies, G. C. (1980), *Superplasticity*. Berlin and New York: Springer-Verlag.

Pandey, M. C., Wadsworth, J., Mukherjee, A. K. (1986), *Mater. Sci. Engg. 78*, 115.

Paton, N. E., Hamilton, C. H. (Eds.) (1982), *Superplastic Forming of Structural Alloys*. Warrendale, PA: TMS-AIME.

Pearce, R., Kelly, L. (Eds.) (1985), *Superplasticity in Aerospace Aluminum*. Curdridge, England: Ashford Press.

Pearson, C. E. (1934), *J. Inst. Metals 54*, 111.

Pilling, J. (1985), *Mat. Sci. Techn*, 461.

Pilling, J., Ridley, N. (1988), *Res. Mechanica 23*, 31.

Pilling, J., Ridley, N. (1989), *Superplasticity in Crystalline Solids*. London: The Inst. Metals.

Prada, B. H., Mukhopadhyay, J., Mukherjee, A. K. (1990), *Japan Inst. of Metals 31*, 200.

Rai, G., Grant, N. J. (1975), *Met. Trans. 6a*, 385.

Rai, G., Grant, N. J. (1983), *Metall. Trans. A. 14A*, 1451.

Raj, R. (1989), in: *Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton, C. H. and Paton, N. E. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 583.

Ridley, N., Pilling, J. (1985), in: *Superplasticity*: Baudelet, B. and Suery, M. (Eds.). Paris: Editions du CNRS, pp. 8.1–8.17.

Ridley, N., Livesey, D. W., Mukherjee, A. K. (1984), *Met. Trans. 15A*, 1443.

Ruano, O. A., Sherby, O. D. (1982), *Mat. Sci. Engg. 56*, 167.

Ruhle, M., McCartney, M. L., Claussen, N. (1986), in: *Ceramic Materials and Components for Engines*: Bunk, W. and Hausner, H. (Eds.). Deutsche Keramische Gesellschaft, p. 593.

Samuelsson, L. C. A., Melton, K. N., Edington, J. W. (1974), *Acta Met. 24*, 1017.
Schmid, S. M., Boland, J. N., Paterson, M. S. (1977), *Techtonophys. 43*, 257.
Schneibel, J. H., Hazzledine, P. M. (1983), *J. Mat. Sci. 18*, 562.
Shang. H. M., Suery, M. (1984), *Metal Sci. 18*, 143–152.
Sherby, O. D., Wadsworth, J. (1985). *Mater. Sci. and Tech. 1*, 925.
Sherby, O. D., Wadsworth, J. (1988), in: *Superplasticity in Aerospace*. Heikkenen, H. C. and McNelly, T. R. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 3.
Sherby, O. D., Wadsworth, J. (1989), *Prog. Mat. Sci. 33*, 169.
Smith, C. I., Norgate, B., Ridley, N. (1976), *Met. Sci. May*, 182.
Speight, M. V., Beere, W. (1975), *Metal Sci. 9*, 190.
Spingarn, J. R., Nix, W. D. (1978), *Acta Met. 26*, 1389.
Stephen, D. (1987), in: *Proc. Intl. Conf. on Titanium, San Francisco, CA, Oct. 1986*, Vol. 2. Dayton, Ohio: Titanium Development Asoc., p. 603.
Stoner, S. L., Mukherjee, A. K. (1991), *Superplasticity in Nickel Silicide*, to be published in: *Proceedings of International Conference on Superplasticity, Osaka, Japan, June, 1991:* Furushiro, N. (Ed.), p. 323.
Stowell, M. J. (1983), *Metal. Sci. 17*, 1.
Studt. P. L., Nidick, E., Mukherjee, A. K. (1973), in: *Metallurgical Effects at High Strain Rates*: Rhode, R. W. et al. (Eds.). New York: Plenum Press, pp. 379–400.
Suery, M., Baudelet, B. (1975), *J. Mat. Sci. 10*, 22.
Suery, M., Mukherjee, A. K. (1985). in: *Creep Behavior of Crystalline Solids*: Wilshire, B. (Ed.). Swansea, G.B.: Pineridge Press, pp. 137–200.
Taub, A. I., Huang, S. C., Chang, K. M. (1984), *Met. Trans. 15*, 399.
Underwood, E. E. (1962), *J. Metals 14*, 914.
Vaidya, M. L., Murty, K. L., Dorn, J. E. (1973), *Acta Met. 21*, 1615.
Vale, S. H., Eastgate, D. J., Hazzledine, P. M. (1979), *Scripta Met. 13*, 1157.
Valiev, R. Z. (1988), in. *Proc. Int. Conference on Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton, C. H. and Paton, N. E. (Eds.). Pittsburg: TMS-AIME, pp. 45–50.
Valiev, R. Z., Kaibyshev, O. A. (1976), *Fiz. Metal. and Metalloved 41(2)*, 382.
Valiev, R. Z., Kaibyshev, O. A. (1977), *Phys. Stat. Sol. (9) 44*, 65.
Valiev, R. Z., Kaibyshev, O. A. (1983), *Acta Met. 31*, 2121.
Valiev, R. Z., Tsenev, N. K. (1990), in: *Hot Deformation of Aluminum Alloys*: Langdon, T. G. (Ed.). *Proc. Fall TMS Meeting*, Detroit, October 7–11, in press.
Valiev, R. Z., Dudina, C. N., Obraztsova, I. S. (1985), *Fiz. Metal and Metalloved 60*, 1217.
Valiev, R. Z., Kaibyshev, O. A., Kuzhetsov, R. I., Musalimov, R., Sh., Tsenev, N. K. (1988), *Doklady Academi Nauk, SSSR 301*, 186.
Vastava, R. B., Langdon, T. G. (1979), *Acta Met. 27*, 251.
Venkatachari, K. R., Raj, R. (1986), *J. Amer. Ceram. Soc. 69*, 135.
Wakai, F., Kato, H. (1988), *Adv. Ceram. Mat. 3*, 71.
Wakai, F., Sakaguchi, S., Matsuno (1986), *Adv. Ceram. Mat. 1*, 59.
Wakai, F., Kodama, Y., Nagano, T. (1989a), *Japan J. Appl. Phys. Series 2, Lattice Defects in Ceramics*, pp. 57–67.
Wakai, F., Kodama, Y., Sakaguchi, S., Murayama, N., Kato, H., Nagano, T. (1989b), in: *Materials Research Society, International Meeting on Advanced Materials*, Vol. 7. Pittsburg, PA: MRS; pp. 259–265.
Wakai, F., Kodama. Y., Sakaguchi, S., Murayama, N., Izaki, K., Nihara, K. (1990), *Nature 344*, 421.
Wang, G. J., Raj, R. (1984), *J. Amer. Ceram. Soc. 67*, 339.
Watts, B. M., Stowell, M. J., Baikie, B. L., Owen, D. G. E. (1976), *Met. Sci. 5*, 198.
Weisert, E. D. (1985), in: *Superplastic Forming:* Agrawal, S. P. (Ed.). Metals Park, Ohio: ASM, p. 84.
Weisert, E. D. (1988), in: *Superplasticity in Aerospace*: Heikkenen, H. C. and McNelley, T. R. (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 315.
Weertman, J., Weertman, J. R. (1987), in: *Constitutive Relations and Their Physical Basis*: Andersen, S. I., Bilde-Sorensen, J. B., Hansen, N., Leffers, T., Lilholt, H., Pedersen, O. B., Ralph, B. (Eds.). Roskilde, Denmark: RISO National Laboratory, p. 191.
Wilkinson, D. S., Caceres, C. H. (1986), *Mat. Sci. Tech.*, 1086.
Winkler, P. J. (1988), in: *Superplasticity and Superplastic Forming*: Hamilton, C. H. and Paton, N. E (Eds.). Warrendale, PA: TMS-AIME, p. 491.
Yang, H. S., Jin, P., Dalder, E., Mukherjee, A. K. (1991), *Scripta Metallurgica et Materialia 25*, 1223.
Yoshizawa, Y., Sakuma, T. (1989), *ISIJ International 29(9)*, 746.
Yoshizawa, Y., Sakuma, T. (1990a), *J. Amer. Ceram. Soc. 73*, 000.
Yoshizawa, Y., Sakuma, T. (1990b), *High Temperature Deformation and Grain Growth in Fine Grained Zirconia*, to be published in: *Proceedings of Utsonomiya Conference*, August, 1990, Yokobori, T. (Ed.).

一般阅读资料

Baudelet, B., Suery, M. (Eds.) (1985), *Superplasticity*. Paris: Editions du CNRS, article 15.

Hamilton. C. H., Paton, N. E. (Eds.) (1988), *Superplasticity and Superplastic Forming*. Warrendale, PA: TMS-AIME.

Hori, S., Tokizane, M., Furushiro, N. (Eds.) (1991), *Superplasticity in Advanced Materials*. Japan Soc. for Research on Superplasticity, Osaka, Japan.

Mayo, M., Kobayashi, A., Wadsworth, J. (Eds.) (1990). *Materials Research Society Symposium Proceedings*, Vol. 196, Pittsburgh, PA.

McNelley, T. R., Heikkenen, H. C. (Eds.) (1990), *Superplasticity in Aerospace*. Warrendale, PA: TMS-AIME.

Padmanabhan, K. A., Davies, G. C. (1980), *Superplasticity*. Berlin and New York: Springer-Verlag.

Pilling, J. Ridley, N. (1989), *Superplasticity in Crystalline Solids*. London: The Inst. Metals.

Wakai, F. (Ed.) (1989), *Proceedings, Materials Research Society*, Vol. 7, Pittsburgh, PA.

10 玻璃态固体的非弹性变形和断裂

Ali S. Argon

Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology,

Cambridge, MA, U. S. A.

(唐见茂译 王山根 习年生校)

目录

符号与缩语表

a	分子半径;半裂纹长[式(10-30)和(10-32)];或苯环旋转中的局部分子间能量曲率[式(10-28)]
A	单位体积内银纹总面积
A,B	材料常数
b	原子间距
$B(n)$	数值常数,其值决定于应变速率敏感性指数n[式(10-34)]
B_j	反向应力张量的合成单元
c	体积分量
C_1,C_2	银纹萌生模型中的材料常数
c_s	稳态流动的体积分量
d,d_i	剪切方向的单位向量,分量
E	杨氏模量
E_0	配对势垒结合能
ΔE	链段旋转的势能位垒
ΔF	亥姆霍兹自由能
ΔF^*	粘性流动的亥姆霍兹自由能位垒
G_I	I型能量释放率
ΔG	吉布斯自由能
ΔG_0	吉布斯自由能比例常数
ΔG^*	吉布斯自由激活能

h	银纹材料的初始厚度
J	原子基团转动极惯性矩
k	玻尔兹曼常量
K_I, K_{IC}	I 型应力强度因子,临界值
$\mathscr{L}$	Langevin 函数
m	应力指数
M_c	缠结分子量
n, n_i	垂直于剪切平面的单位向量,分量
p, q	数值常数
$p(\Omega)_f$	$\dot{Y}_G$ 中的概率因子
Q	银纹萌生模型中的材料常数
Q	热流动速率
R	普适气体常数,或反应速率(Arrhenius)常数[式(10-9c)和式(10-29)]
r_{ij}	连接原子 i 和 j 的向量
R_p	塑性区尺寸
r_0	原子间的分离(当配对位垒趋于零时)
s	偏剪切应力(标量值)
s_{ij}	偏应力张量组元
T	绝对湿度
T_c	结晶温度
T_g	玻璃化转变温度
t_i	银纹萌生时间
T_m	熔点
U	试样与夹具的总势能
v_0	前置银纹速率常数
v_{cb}	银纹边界速率
v_{ct}	银纹尖端前沿速率
Δv^*	剪切激活体积
w	试样宽度
W	机械功损耗速率,塑性功总损耗速率
Y	拉抻屈服强度
$\hat{Y}$	玻璃态聚合物的无热拉伸塑性阻力
α	单位量级比例常数
α_{ij}	几何(Schmid)分解张量组元
β	膨胀系数
$\dot{\gamma}$	非弹性剪切应变速率
$\dot{\gamma}_0$	唯象学的剪切应变速率换算因子
$\dot{\gamma}_G$	应变速率前置因子

γ^{T}	无约束变形下的剪切应变
δ	增量
δ_{co}	临界裂纹张开位移
ε	单轴应变
$\dot{\varepsilon}_{c}$	银纹应变速率
ε_{ij}	应变张量组元
ε^{T}	无约束单轴变形转换,或变形膨胀量
θ	膨胀量
θ	结构参考温度
λ_{i}	主延伸率
λ_{n}	有限延伸率,受控伸长
λ', λ'_{n}	硬化-改性延伸率,银纹问题的 λ'
μ	剪切模量
v	泊松比
v_{G}	频率因子
ρ	密度
ρ	单位体积内的活性银纹前沿长度
σ	文中注明的外加剪切应力或拉伸应力
σ_{m}	外加平均正应力,负压
σ_{ic}	(一种玻璃的)理论内聚强度
σ_{ij}	外加应力张量组元
$\sigma_{\alpha\beta}(i)$	原子结点 i 处的应力张量组元
$\hat{\tau}$	塑性剪切阻力阈值(标量值)
τ_{0}	塑性剪切阻力无热截距值
$\hat{\tau}_{is}$	理论剪切强度
ϕ	配对势能函数
χ	表面自由能
ω	分子链段旋转角
Ω_{c}	原子团体积
Ω_{f}	有限原子团内单个原子的平均剩余体积
Ω_{i}	结点 i 的单个原子体积
Ω_{0}	单个原子体积的统计平均值
DC	变形量热法
DFO	氧化苯(Kapton)
DGEBA	双酚 A 型缩水甘油醚
DSC	示差扫描量热法
EAN	环氧芳香胺网状结构
H-H	氧化奎烷

IR　红外光谱法

NMR　核磁共振法

PC　双酚 A 型聚碳酯

PET　聚乙烯对苯二甲酸酯

PMMA　聚甲基丙烯酸甲酯

PP　聚丙烯

PPO　聚苯撑氧

(a-)PS　(无规立构的)聚苯乙烯

PVC　聚氯乙烯

RDF　半径分布函数

rms　均方根

R-R　间苯二酚

TEM　透射电子显微境

10.1 引言

在一定条件下，可以得到许多部分或完全无序形态的固体。而我们现在所关心的是这样一些固体，在分子结构不发生本质改变的温度范围内，也即在它们的玻璃化转变温度以下所表现出来的非弹性变形和断裂。这些固体通常被看成是无序的，分子结构不存在任何结构有序性。但如果把它们称之为玻璃态固体，可能会更确切些，因为在它们的分子结构中，常有可能发现一些近程有序或中程有序结构。但必须要强调的是，本文主要目的不是描述这些固体的原子或分子结构，这超出了了解变形机制所需知识的范围。玻璃的结构以及它们的表征技术和方法，读者可从本丛书的第 9 卷中找到详细的论述。

固体的非弹性变形是一个涉及面非常广的课题，要在单一的章节中全面地论述所有的问题是困难的。所以，本文将着重讨论这种近似均匀固体的变形机制问题，针对在一种最简单的非零应力状态下产生的非弹性大应变，着重讨论这种变形的物理意义，而不是实验力学的某些问题。非均匀性对于调节某些出现在部分结晶结构中的变形过程是非常重要的，因为其中的结晶体并不产生大的变形。此外非均匀性对于固体的断裂也至关重要，一方面它们是引发断裂的主要来源，同时也是增韧某些脆性聚合物的主要对象。但这些内容将不在本章内讨论。

原子玻璃（金属玻璃）、网状分子结构玻璃（氧化物玻璃）和聚合物玻璃之间在变形机制上的结构差异，对变形过程的局部动力学起主导作用，我们在讨论时尽可能多地强调它们共有的特性。我们将把注意力仅集中在静态载荷作用下的简单变形和断裂，而不讨论动态循环作用力的问题。动态问题与静态问题有很多重要的不同点，需要作专门讨论。读者如有兴趣了解工程固体当然也包括许多玻璃在内的固体对循环载荷的响应问题，可参阅本卷由 Suresh 撰写的第 11 章以及他在 1991 年编著的一些出版物。

在研究断裂机制问题时，除对裂纹尖端前沿的特殊应力应变状态作必要讨论外，将不涉及断裂力学更深层次的问题。有关这方面的内容，读者可参阅 Hutchinson 在 1979 年编著的出版物。

10.2 玻璃的结构

10.2.1 玻璃的成型

玻璃的成型如采用熔体冷却法，则需要在过程中有效抑制结晶相的成核作用。现在都知道，在不存在非均质时，从熔体形成晶核和结晶体的生长，都需要进行深冷却；而伴随着的扩散或有序程度的急剧减少会使结晶相的形成变得更为困难。有关玻璃的文献资料对不同材料、合金或混合物形成玻璃所需的控制结晶的具体条件，如相平衡图的状态、熔体扩散或形成有序的特性、分子拓扑约束的特点等，已作了较全面的论述，这里将不再作讨论。读者可参阅本丛书的第 1 卷、第 9 卷和第 12 卷，从中了解有关各种玻璃如原子玻璃、网状分子结构玻璃及链状分子聚合物玻璃的更为详细的内容（请重点参阅第 1 卷的第 4 章、第 9 卷的第 3,8 和 9 章）。

• p. 467 •

10.2.2 玻璃的原子结构

10.2.2.1 结构与变形机制的关系

位错流动、点缺陷的迁移、孪晶或结晶固体中马氏体切变等的非弹性变形机制已为广大科学工作者所熟悉，因为晶体之间的相互关系比较清楚，所采用的原子运动学的研究方法也相对简单。与此相反，对玻璃中非弹性变形机制的理解及所涉及到的原子运动动力学的研究，目前还做得相当不够。导致这种困难的一个直接原因就是目前对玻璃的结构以及对结构中局部原子运动产生的非弹性应变区域还不能作精确的描述。目前绝大多数对玻璃结构的实验探索只能提供结构上的总体性能特征，而不能区分不同形式的原子排列，不同形式的原子排列又关系到原子堆积的局部变化；也不能区分不同形式的近程有序结构，而更重要的是不能区分不同形式的空间无序结构的分布特征。虽然这些空间无序结构的变化以及它们相互间的关系对总体的物理性能几乎不产生任何影响，但它们对深入理解非弹性变形以及扩散过程是至关重要的。基于这一理由，用计算机模拟各种玻璃的结构特征及非弹性变形机制将会得到许多重要的信息，这些内容都将在后面讨论。

10.2.2.2 半径分布函数(RDF)

半径分布函数是由 X 射线或中子衍射光谱实验得到的一种结构上的特征信息，被用来描述原子围绕原子结点的分布状态特性(Ziman，1979)。这种半径分布函数对于原子在玻璃状态下的平均体积的座标分布能提供非常有用的信息，从它们的形状可直观地对平均无序程度进行度量。但是半径分布函数对不同方法描述的无序材料的局部关系并不完全适用，因此在研究非弹性变形时，它们的作用是有限的。它们仅在结构的数字模拟与实验结果之间提供一种简单的联系，而且模拟的分析结果往往与实验情况不十分相符(参阅第 9 卷第 4 章)。

• p. 468 •

10.2.2.3 原子堆积或间隙位置分布

Bernal(1964)在玻璃的无序结构方面曾开展过先驱性的研究工作，他用许多金属小球的无规密集堆积来模拟简单液体的结构，进而模拟原子玻璃的结构。他的研究表明，这种金属小球的无规集合，其无序结构可用五种不同的多面体图形的某种分布状态来描述，而这五种不同的多面体图形基本上代表了这些集合小球的空间分布特性。后来又有人用计算机模拟的方法重复过这项工作，Frost(1982)得出的结果表明，用密集小球的无规集合的多面体图形来模拟原子堆积的分布，在它们的最高点处除了有 Bernal 提出的五种图形外，还应该存在其它形式的有代表性的多面体图形。后来，他又继续研究了用小球来填充原子结点之间的间隙，并提出了间隙尺寸的分布特性。这种后续的研究结果对气体的吸收和扩散的理解很有帮助。

另一种模型提出了用 Voronoi 多面体的方格空间分布结构，分布是围绕原子本身而不是原子间的结点。这项研究由 Finney 于 1970 年首先开展，后来又有人继续进行。它提出了单个原子体积的一种分布特性，图 10-1 给出了这种原子的体积分布特性曲线，它是

用无规密集小球模拟玻璃中平均原子体积的方法得出的。其中 V_i 是第 i 个原子的体积，$\bar{V}$ 是原子的统计平均体积。分布曲线表明，如果以每个原子的平均体积比参考结晶体中的原子体积大出约 9%来考虑，则这种具有较大体积的原子数量是相当可观的，这样的结果在非弹性变形中起着重要的作用。如采用实际的原子相互作用势能进行模拟，结果与硬球模型十分接近(Finney，1970b)。

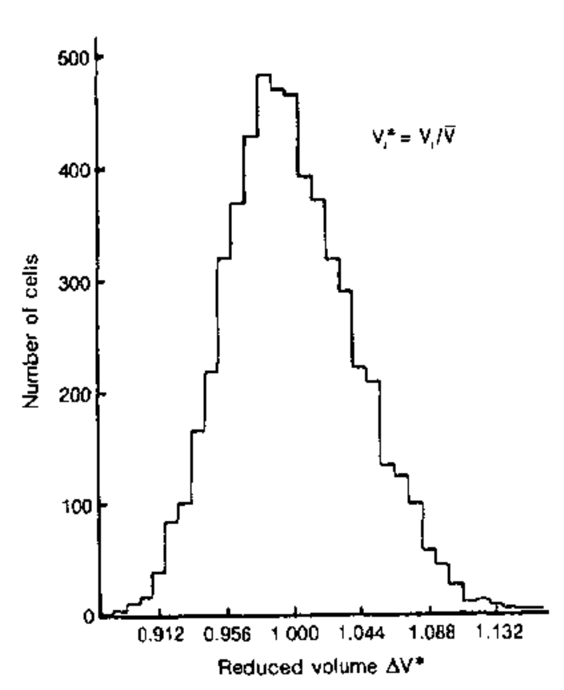


图 10-1 原子堆积模型(Finney，1970a)中原子的体积分布特性

用三维的原子堆积模型与光散射的试验结果进行比较时，很难得到解释变形的满意结果。基于这一理由，有人提出了几种可行的二维模型方法。其中较成功的是 Bragg 气泡模型，采用浮在水面上的小肥皂泡的相互间的毛细管作用力来模拟无序变量(Argon 和 Kuo，1979)。用这种浮动模型来解释在平面内的浮动变形，能很好地用来研究玻璃的塑性流动特性(Argon 和 Shi，1982)。

· p. 469 ·

10.2.2.4 自由体积

长期以来人们发现，集中在无序固体中某个局部范围内的剩余原子体积比较容易重新排列，因而被称之为自由体积。自由体积的概念不仅广泛用来进行定性的研究，还能作为一个精确的特征参数用于计算机数字模型中。自由体积被定义为(Deng 等，1989b)

$$\Omega_f = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(\Omega_i - \Omega_0) \qquad (10\text{-}1)$$

式中，Ω_f 是在一个由 n 个原子组成的原子团中单个原子的平均剩余体积，Ω_0 是每个原子的统计平均体积。理论上的研究(Cohen 和 Grest，1979)与计算机模拟(Deng 等，1989a，b)都表明在这种有剩余体积堆积的区域，也即自由体积聚集的区域，将出现局部的弹性刚度的下降，或内聚力的下降，因而被称为液体状的行为特征。拓扑的结果表明，在熔体中，甚至在熔体局部过冷却的部位，在玻璃转变温度(T_g)之上，玻璃所表现出来的柔性行为起因于这种液体状材料在结构中的渗透作用。在玻璃转变温度以下，这种渗透被终止，材料在总体上表现出刚性行为，使得更为密集的刚性材料互相连接在一起(Deng 等，1989a，b)。在 10.4.2 节中，我们将讨论，在空间上呈互相隔离状态的液体状材料在玻璃转变温度以下转换成另一种裂解性材料，很有可能导致塑性变形(Deng 等，1989d)。

10.2.2.5 网状分子结构玻璃与链状分子聚合物固体中的原子堆积

由无规密集堆积的硬球得到的模拟结构对说明复杂的拓扑学概念有着非常重要的意

义，而且作为一种理论化的模型被用来说明玻璃状金属的结构时，也能收到好的效果。在具有立体的网状分子结构的玻璃中，例如在熔融的二氧化硅(SiO_2)及它的许多改性物中，以及在链状的聚合物玻璃中，结构上的模拟要用到原子间的相互作用力，这些原子包括用化学键连接的与非化学键连接的原子。这类模拟已对多种系统作过研究，结果将在有关变形研究的章节中作详细的讨论。因此，我们将在后面的 10.5 节和 10.6 节中对它们加以介绍。

10.2.2.6 原子结点应力张量

玻璃态要涉及到剩余热焓，剩余热焓对解释结构松弛的量热试验结果非常有用。但是，这种剩余热焓的平均测量结果对剩余性能的局部集合并不提供更多的信息，更主要的是它不能回答何处何时会产生机械响应的问题。因此 Egami 和 Vitek(1983)指出应该采用 Born 和 Huang 于 1954 年提出的原子结点应力张量。原子结点应力张量是根据作用在每个原子上的平衡力的大小，将虚功原理应用到每个原子结点上。对原子玻璃固体，实际上仅有中心力作用在原子上，因此原子结点应力张量可定义为

$$\sigma_{\alpha\beta}(i) = \frac{1}{2\Omega_i}\sum_{j\neq i}\left[\frac{\partial\Phi(r)}{\partial r}\right]_{r=r_{ij}}\frac{r_{ij}^{\alpha}r_{ij}^{\beta}}{r_{ij}} \tag{10-2}$$

• p.470 •

式中，Φ 是原子间的配对势能，由它计算原子间的作用力；r_{ij}是联接原子 i 和原子 j 的半径向量，r_{ij}^{α}和 r_{ij}^{β}是连接原子 i 和原子 j 之间的半径向量的 α 和 β 分量；Ω_i 是用来定义张量分量的中心原子 i 的体积。原子应力张量是一个加和的数值，是与 i 原子有相互作用的所有 j 原子的所有张量分量的加和。Egami 和 Vitek 计算了原子结点应力张量的平均正应力 σ_m(负压)和偏(mises)剪切应力这两个恒非变量，得出如图 10-2(a)和图 10-2(b)所示的结果。结果表明，在用计算机模拟的玻璃中，平均正应力 σ_m 的均方根值是材料体模量的 6%，而偏剪切应力的均方根值是剪切模量的 18%。这两个计算值与材料的内聚阻力值接近，具有较高的可信度。Egami 和 Vitek(1983)在他们的后续研究中进一步指出，只要将玻璃中的原子结点应力张量与弹性应变能量结合起来，并与一个有序结晶相中的原子结点

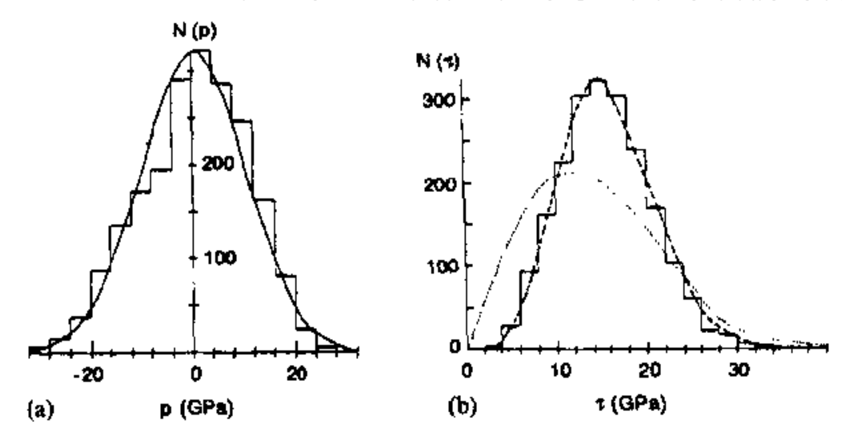


图 10-2 原子结点应力分布。(a)负压；
(b)偏剪切应力(Egami 和 Vitek，1983)

应力张量相比较，就有可能处理玻璃体中的剩余热焓问题。我们将在10.4.2节和10.6.3节中，分别针对金属玻璃和聚合物玻璃，讨论如何用原子结点应力张量来进行塑性变形的计算机模拟问题。

10.2.2.7 玻璃态的其它拓扑学特征

除了从结构特征上进行研究外，也有许多人曾试图通过拓扑学的途径来找出玻璃无序状态与一个标准的有序状态之间的内在联系。但是，尽管这样的研究开展了许多，到目前为止，还没有得出解释非弹性变形的满意结果。有兴趣的读者可从 Vitek(1983)的著作中找到有关这方面的内容。

10.3 综述玻璃非弹性变形和断裂的唯象学、力学和机制

10.3.1 非弹性变形的唯象学条件

固体中的非弹性变形是一个速率过程，在一个非常低的温度范围内，变形开始时需要一个临界的偏剪切应力来克服一个阈的剪切阻力 $\hat{\tau}$，对于给定的固体状态面言，$\hat{\tau}$ 是材料的一个性能参数。这样当温度 T 趋于0而产生塑性变形时，应有

• p. 471 •

$$s = (s_{ij}s_{ij}/2)^{1/2} = \hat{\tau}(\sigma_m) \tag{10-3}$$

式中，$s_{ij}=\sigma_{ij}-\sigma_m$ 定义为偏应力，$\sigma_m=\sigma_{ii}/3$，是平均正应力，下角标的重复表示要对所有的应力分量($i=1,2,3$ 等)逐个求和。式(10-3)表明阈塑性阻力 $\hat{\tau}$ 可能与 σ_m 有关。在这种条件下，塑性应变速率 $\dot{\gamma}$ 会变得任意高。在较高温度下，但仍远低于玻璃化温度 T_g 时，结构在变形过程中并不产生明显的松弛，此时的塑性应变速率应为(Kocks 等，1975)

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_G \exp\left[-\frac{\Delta G^*(s/\hat{\tau})}{kT}\right] \tag{10-4}$$

式中，ΔG^* 被定义为变形过程中与应力有关的激活自由能。从唯象学出发，可表示为

$$\Delta G^* = \Delta G_0\left[1-\left(\frac{s}{\hat{\tau}}\right)^p\right]^q \tag{10-5}$$

式中，指数 p 和 q 近似等于1。

速率公式中的前置因子 $\dot{\gamma}_G$ 近似等于一个变形单元的频率因子 ν_G 与局部塑性转换的应变增量 γ^T 以及变形单元的体积分量 c 这几项数值的乘积，即

$$\dot{\gamma}_k \approx c\gamma^T\nu_G \tag{10-6}$$

由变形机制导出的应变速率表达式(10-4)也可以表示为唯象学的能量定律形式

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0\left(\frac{s}{\hat{\tau}}\right)^m \tag{10-7}$$

式中，$\dot{\gamma}_0$ 和 m 是两个数据拟合的常数。式(10-7)是一种更为简单的形式，但使用了一个由式(10-4)中推导出来的倒数变形分量，使得当 s 趋于0时，应变速率也趋向于0。有关这些公式其它的表达形式将在后面进行讨论。在许多的机制模型中，仅仅考虑了剪切应力 σ，所以 $s\rightarrow\sigma$。

10.3.2 非弹性应变运动学

10.3.2.1 畸变塑性

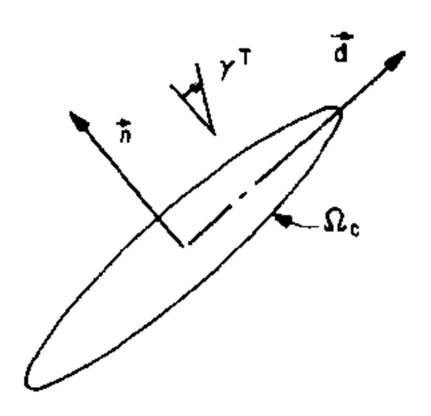


图 10-3 椭圆剪切变形的主轴方向 **n** 是不变平面内的单位法向向量，**d** 是与剪切方向平行的单位向量

对于玻璃固体中的塑性应变产生的机制及其运动学，曾引起过许多争论。由于一些玻璃状金属和聚合物常表现出较强的局部剪切特性，因此 Cilman 于 1968 年首先提出并为许多人后来赞同的观点，即在这些固体中的塑性变形是由位错引起的，位错与金属结晶体中的迁移性相似。虽然这样的考虑对进行局部应力分析和处理宏观应变的问题有一定的优点，但并没有足够证据来说明玻璃固体中迁移缺陷与结晶体中的位错相似(Argon，1981)。相反，由计算机模拟得到的许多证据却表明，玻璃固体中的剪切的形成是由小原子群中单个的剪切变形而形成的，它并不以连续的形式由起始点向外扩展。这样从机制上考虑，塑性变形的速率过程似乎是由变形的核心部位控制，而不是由剪切变形边沿的运动所控制。如果可以把剪切变形用一个椭圆图形来表示，其两个轴分别由单位法向向量 **d** 和 **n** 表示，其中 **d** 在变形剪切增量 γ^{T} 的平面之内，而 **n** 处在与该平面垂直的方向上，如图 10-3 所示。这样，宏观塑性应变增量 $\delta\varepsilon_{ij}$应为

$$\delta\varepsilon_{ij} = \delta(cr^{T})\alpha_{ij} \tag{10-8}$$

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{2}(d_i n_j + d_j n_i) \tag{10-8a}$$

式 10-8 中，α_{ij}是几何(Schmid)剪切应变分解张量的组元，它把局部剪切应变增量从椭圆内坐标系统转换到外部坐标系统；c 是产生变形的那部分材料的体积分量。由于玻璃的结构在体积非常小时可以看成是各向同性的，所以局部剪切变形的形状可以认为是等轴的。当局部剪切的坐标轴的方向与一个微型固体的坐标轴方向一致时，则有

• p. 472 •

$$\delta_{\gamma} = \delta(c\gamma^{T}) \tag{10-8b}$$

如果从一个较长时间来考虑，则可把这种变形的过程看成是很短的“瞬间”，而必须把 γ^{T} 看成是一种结构性能，则有

$$\delta(c\gamma^{T}) = \gamma^{T}\delta c \tag{10-8c}$$

式(10-8a)到(10-8c)是增量的表达形式，也可以将它们转换成速率的形式

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \alpha_{ij}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(c\gamma^{T}) \rightarrow c_s\gamma^{T}\alpha_{ij}R \tag{10-9a}$$

$$\dot{\gamma} = c_s\gamma^{T}R \tag{10-9b}$$

式中，c_s 现在是可裂解材料稳定状态的体积分量，变形的速率是由一个与应力和温度有关的 Arrhenius 速率常数 R 来控制的。这种速率常数也曾在式(10-4)中出现过，即

$$R = \nu_G \exp\left(-\frac{\Delta G^*(s/\hat{\tau})}{kT} \right) \tag{10-9c}$$

式(10-9a)到(10-9c)说明在体积单元中有一个动力学的稳定状态存在。因而材料的可裂解部分是不会消耗殆尽的。

10.3.2.2 膨胀塑性

在一定条件下塑性变形的固体或平板内会出现一种稳定的均匀空穴现象，这会产生额外的膨胀应变。一个显著的例子就是在柔性链聚合物玻璃所特有的银纹现象，在拉伸应力下，初始的聚合物平板会在垂直于拉伸应力的方向产生如图 10-4 所示的纤维状或海棉状的条纹。膨胀变形与初始平板中的拉伸变形应变 ε^{T} 有关。这样，在拉伸应力方向上的总应变增量为

$$\delta\varepsilon = \delta(c\varepsilon^{T}) = \varepsilon^{T}\delta c \tag{10-10}$$

• p. 473 •

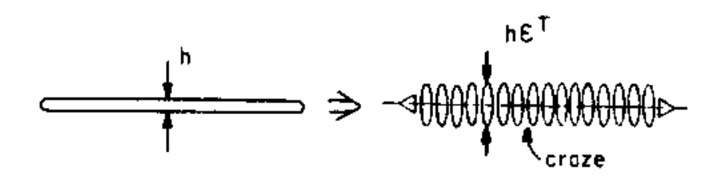


图 10-4 银纹产生膨胀变形

式中，δc 是初始聚合物固体出现银纹后的体积分量增量。因为在银纹内部，没有其它形式的横向应变，式(10-10)的单轴应变也即纯膨胀应变增量

$$\delta\theta = \delta\varepsilon \tag{10-11}$$

10.3.3 塑性与脆性行为

因为玻璃中的塑性流动不是一开始就形成的，往往要在较高的应力下才会出现，这要取决于材料的内聚性能。但较高的应力特别是拉伸应力又常常会导致材料的断裂。固体最后的拉伸行为是呈塑性流动或是呈脆性断裂主要取决于原子结合的特性。Kelly(1967)和 Rice 及 Thomson 等人(1974)在他们的研究工作中曾指出，玻璃固体的这种双重行为主要取决于原子层次上裂纹尖端前沿的扩展。裂纹前沿集中的拉伸应力关系到固体的内聚强度，而集中在某些斜面上的剪切应力关系到剪切强度。因此对一个存在裂纹的固体，是出现脆性行为还是延展性行为，主要看在裂纹平面内是先出现内聚破坏还是先出现剪切破坏。以共价键结合的网状分子结构的玻璃，在拉伸应力下似乎容易产生脆性断裂；而对于金属玻璃和聚合物玻璃，在没有老化时，则一般呈现出塑性特征(Argon，1984)。我们将在 10.7.1 中就此作更深入的讨论，金属玻璃和聚合物玻璃所具有的双重特性，很大程度上与这些材料中的结构老化有关，因为结构上的老化会改变材料的塑性抵抗能力。到此我们应该强调，玻璃的塑性响应从原理上说总是可以得到的，但在某些特殊的条件下需要施加一个压力来抑制裂纹或流动的形成，从而防止断裂的产生。

10.3.4 玻璃的断裂机制

如同其它的固体一样，从某种意义上说，玻璃中的断裂可能是一个脆性的开裂过程，没有或伴随有非常小的塑性流动。氧化物玻璃和许多结构老化的金属玻璃大多以这种模式断裂，在裂纹扩展前沿尖部呈局部的内聚破坏响应。这种断裂可用I型的临界应力强度因子来表征。

图 10-5　延展性断裂空穴的形成和发展

对于大多数未老化的金属玻璃和具有刚性链的热塑性玻璃或热固性玻璃，断裂是一种延展性的开裂过程。它们的断裂实际可分成两个阶段。首先，连续固体由于在某个非均质点形成了空穴而变成了非连续状，随之而发生的是这些空穴的塑性膨胀而产生局部整个丝线的断裂，这种断裂情况可由图 10-5 来说明，它表明这种断裂与结晶态的金属断裂十分相似。

·p.474·

但是，许多延展性金属玻璃，有时并不包含有非均匀性物质，断裂是由流体流动的不稳定性所引起的，此时由变形引起的钝化裂纹尖端区的负压力梯度使塑性钝化裂纹尖端呈弯月型的流体形式向前延伸。这种弯月型的凹面流动区在应力作用下变成不稳定状态，形成一个有一定波长的扰动区，以排列成手指头的形式穿透裂纹前沿区，接着在隆起部位形成开裂，使得这些穿过的手指头排列区各自分离，整个过程可由图 10-6 给出的示意图来说明。这种由裂纹前沿延伸而产生的分离与稳定的延展性分离大致相同。

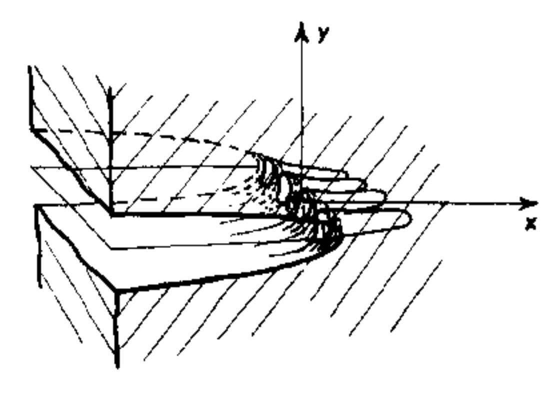


图 10-6　延展性的裂纹以一种非线性的弯月型的流体形式分裂成手指头状态的示意图

在柔性链的热塑性玻璃态聚合物中，断裂过程是由银纹引起的，银纹在聚合物内部扩散，并因为其纤维状或海棉状的银纹物质内部存在有非均质而产生自身的开裂。但是更经常的是，银纹的萌生到断裂是由特殊的非均质界面引起的，这种特殊的非均质使得银纹不断地增长和变大，这一过程可由图 10-7(a)到图 10-7(c)来说明。由于银纹同时起到促使膨胀塑性增大和成为断裂源的作用，因而它对于控制玻璃态聚合物的断裂韧度尤为重要。

10.4　金属玻璃的非弹性响应

10.4.1 试验观察

10.4.1.1　滞弹性

·p.475·

原子在金属玻璃中的无序分布特性可以使不同的体积单元在应力作用下有不同程度

的剪切松弛。这种情况可由以下的方式来表征：一是对不同体积单元分配以不同的塑性剪切应力 $\hat{\tau}$，二是把它们考虑成不同的体积单元在应力 $\sigma \ll \hat{\tau}$ 时具有不同剪切变形的激活势垒，而后一种方式是以前一种方式为基础。这种差别能很好地用一些试验方法测量出，至少可以用内耗试验测量出(Berry，1978；Morito 和 Egami，1984；Deng 和 Argon，1986a)，也可以用弹性蠕变或蠕变恢复试验测出(Berry，1978；Argon 和 Kuo，1980)。图 10-8 给出了固体的这种滞弹性蠕变响应的示意图，当构件经受一个剪切应力 σ 时，在给定的温度下会出现许多局部的剪切松弛，局部剪切松弛的累积使构件产生偏曲。增加试验观察时间，或提高试验温度，都会使剪切变形变得更为容易，构件的总应变量也会由此而增加。在内耗试验中，剪切变形以反复来回的形式出现，因滞后作用而产生了能量损耗。图 10-9 给出的是一种用周期性的损耗($\tan\delta$)来表示的内耗试验谱，它是用具有不同老化程度的 $Cu_{59}Zr_{41}$ 玻璃通过谐振的扭摆试验测出的试验结果(Deng 和 Argon，1986a)。而图 10-10 给出的是用 $Pd_{80}Si_{20}$ 玻璃在 170℃下测出的线性的滞弹性恢复试验结果(Berry，1978)。Argon 和 Kuo(1980)，Deng 和 Argon(1986b)曾指出如何用滞弹性蠕变试验和内耗试验测得的结果来计算局部剪切松弛的临界激活势垒的分布特性。图 10-11(a)和图 10-11(b)分别给出了 $Pd_{80}Si_{20}$ 和 $Cu_{59}Zr_{41}$ 两种玻璃的变形的激活势垒分布特性，它们分别用滞弹性蠕变试验和恢复蠕变试验以及内耗试验得出。图 10-9 和图 10-11(b)表明，内耗试验在试验过程中几乎不产生任何永久性的结构变化，因而是研究结构松弛的一种非常有效的方法。有关这方面的内容，在本丛书第 9 卷第 13 章中同样作了讨论。

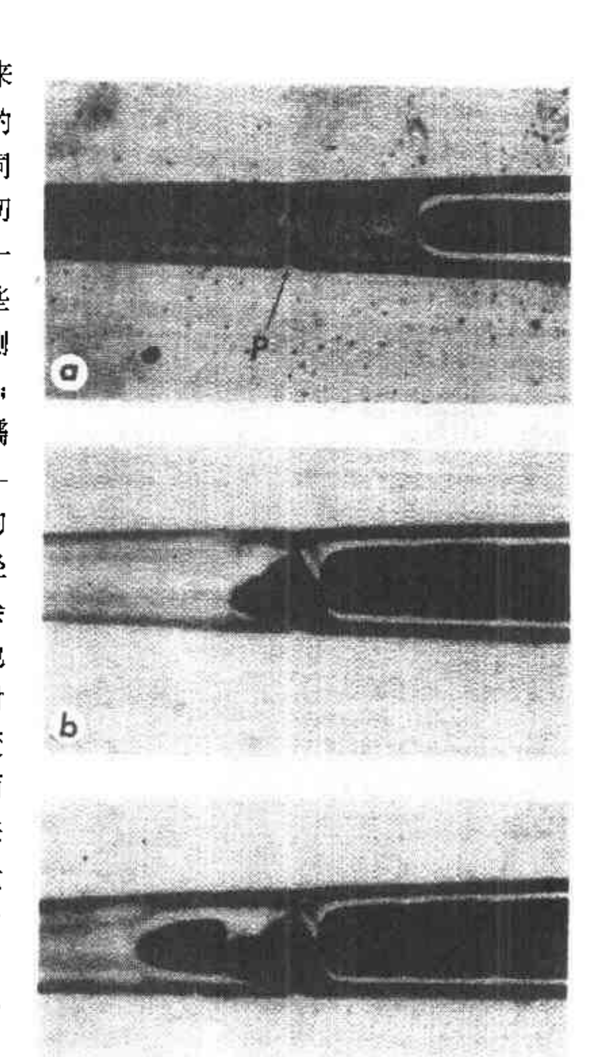


图 10-7　银纹断裂的发展过程。(a)银纹的主裂纹前面的 P 点附近有一个微尘粒，将形成一个空穴；(b)和(c)裂纹从空穴处扩散，与主裂纹结合成一体(Doyle 等，1972)

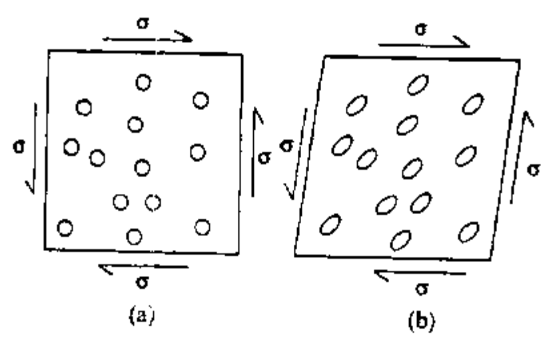


图 10-8　应力作用下通过切变累积剪切变形

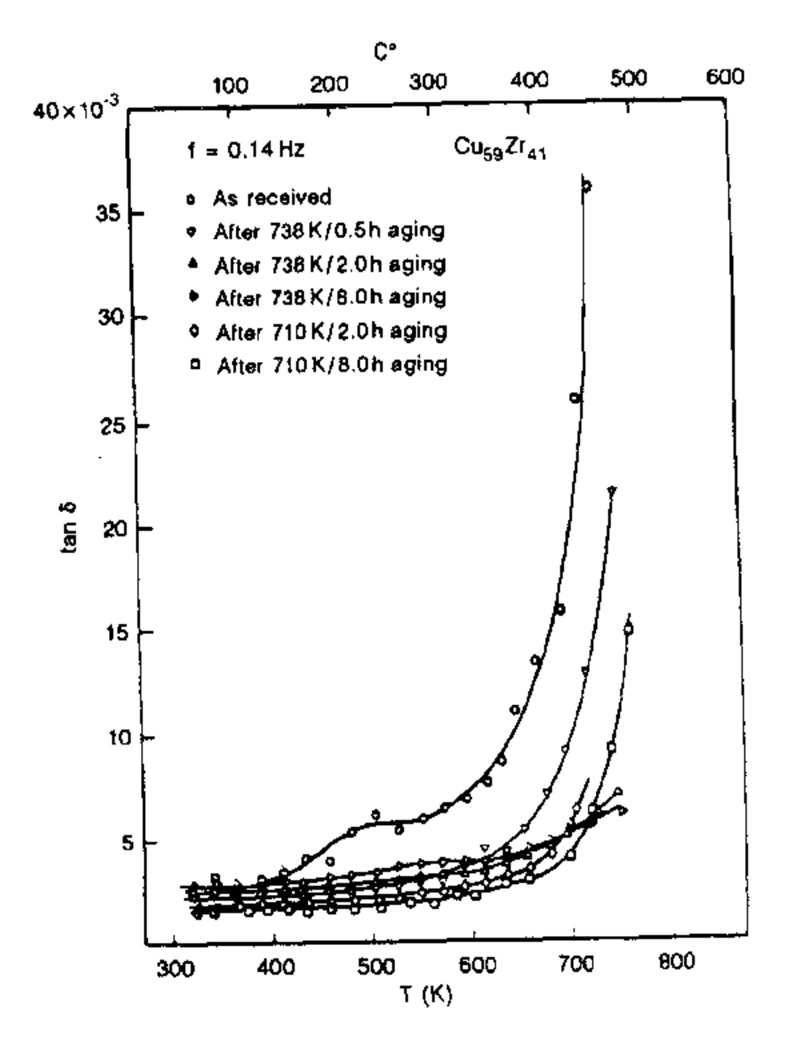


图 10-9 $Cu_{59}Zr_{41}$玻璃在 Tg 以下时的内耗随老化温度和老化时间的变化关系(Deng 和 Argon,1986a)

10.4.1.2 粘性流动

• p. 476 •

当低应力水平($\sigma \ll \hat{\tau}$)的蠕变试验在高温下持续一段较长的时间后,可以认为累积的剪切变形,如图 10-8 所表示的那样,开始不断地充满空间,形成一个连续的变形区,并向分子结构中渗透(Argon 和 Shi,1983)。这将破坏原来未经变形的分子结构,导致一个逐渐增大的不可逆的粘性应变的产生。Taub 和 Spaepen(1979,1980)曾用粘性流动试验来研究$Pd_{80}Si_{20}$玻璃中结构松弛的影响问题,如图 10-12 所示,它表明这种玻璃在经过了不同的温度条件老化后的剪切粘度与温度的相互关系。从图中可得到非常有价值的发现,即粘性流动的激活能不受老化条件的影响,但粘度会随着老化温度的升高或结构的收缩而持续急剧地增加。这是因为粘性流动总是受最大激活能的控制,也即是受最难于变形部分的控制,而内耗试验测得的结构松弛主要取决于低数值段的激活能,如图 10-8 中所示。因此得到上述的结果是在预料之中的。但是粘度急剧地增加却表明了不同的剪切激活能之间存在着非常重要的相互制约关系。因为低数值段的激活能意味着较高的自由体积,它的变化

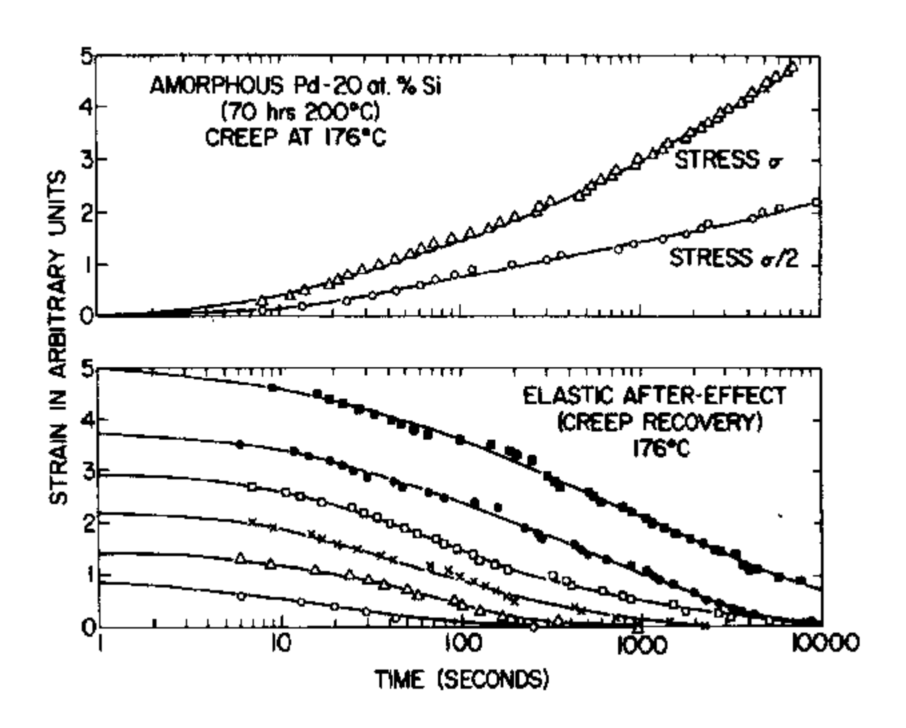


图 10 10　$Pd_{80}Si_{20}$玻璃在 176℃时的滞弹性蠕变和蠕变恢复试验结果(Berry,1978)每条曲线上的数据点代表在不同的应力水平下或不同的应变下的试验结果

将不仅改变玻璃的滞弹性响应,同时也会影响到高数值段激活能的"脉冲式"剪切松弛。这就说明结构松弛的主要影响就是不断地改变材料中自由体积较大的那些结构单元的剪切响应。在主应变速率公式(10-4)中,它可以表示为前置因子 $\dot{\gamma}_G$ 中的某个变化的因子 $p(\Omega_f)$,其公式为

• p. 477 •

$$p(\Omega_f) = \exp(-\alpha\Omega_f/\Omega_0) \tag{10-12}$$

这表示一个局部区域产生自由体积量超过 Ω_f 的可能性(Argon,1985)。前置因子 $\dot{\gamma}_G$ 则由式(10-4)给出。在后面的 10.4.2 节中将要讨论玻璃非弹性松弛行为的计算机模拟,某些结果将对本节中的某些结论予以证实。

10.4.1.3　塑性流动

当剪切应力 σ 接近阻力门槛值 $\hat{\tau}$ 时,非弹性应变速率随着应力的增大而呈非线性增大,而且当 $\sigma\to\hat{\tau}$ 时,会朝着非对称性的无边界的方向发展。如果在试验过程中施加一个较高的应变速率,玻璃将出现某种程度上的由弹性到塑性的变化,然后达到一个塑性流动状态,玻璃的硬度将略有增加,图 10-13 给出了这样的实例,它是用 $Pd_{80}Si_{20}$玻璃经拉伸应变后得到的这种结果(Megusar,1979)。

• p. 478 •

金属玻璃中的塑性流动具有一些与结晶态金属中相似的塑性流动特性。首先,塑性阻力在低温范围内对温度的依赖性相对较小,这种情况可由图 10-14 中给出的 $Pd_{80}Si_{20}$玻璃和 $Pd_{77.5}Cu_6Si_{16.5}$玻璃的结果得到说明。

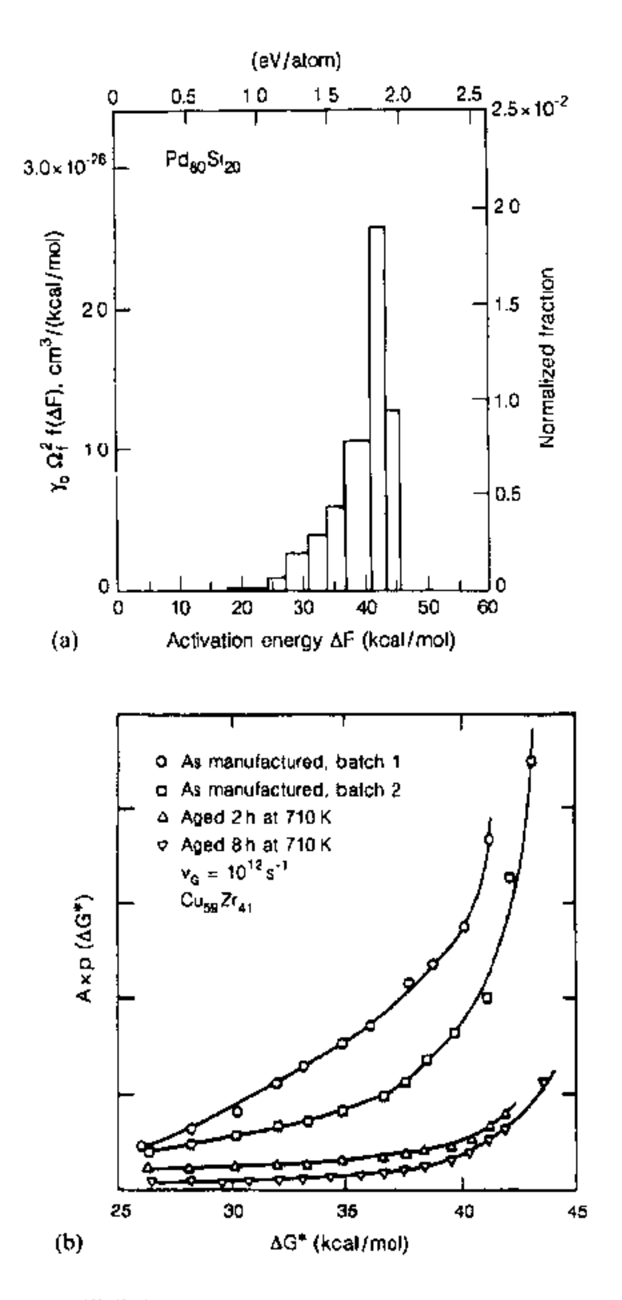


图 10 11 滞弹性响应的激活能分布特性。(a)$Pd_{80}Si_{20}$玻璃(Argon 和 Kuo，1980)；(b)$Cu_{59}Zr_{41}$玻璃(Deng 和 Argon，1986a)

• p.479 •

其次，塑性阻力对应变速率的敏感性比较小，也就是说，应变速率对所加应力有强烈的依赖关系。从式(10-7)可看出，对于一个具有唯象学应力指数 m 的应变速率，当温度下降时会变得非常大。这种趋势可由图 10-15 给出的 $Pd_{80}Si_{20}$玻璃的试验结果加以说明，当温度接近玻璃转变温度 T_g 时，变形是均匀的，而且在试验过程中比较容易改变应变速率。该图还表明当温度接近 T_g 时，变形阻力相对于 $\hat{\tau}$ 逐渐变小，变形特性向粘性方向转变。图 10-15 中的数据也被列在表 10-1 中的 1 至 3 列中，由这些数据，通过下列关系式可求出剪切激活自由体积 $\Delta v'$：

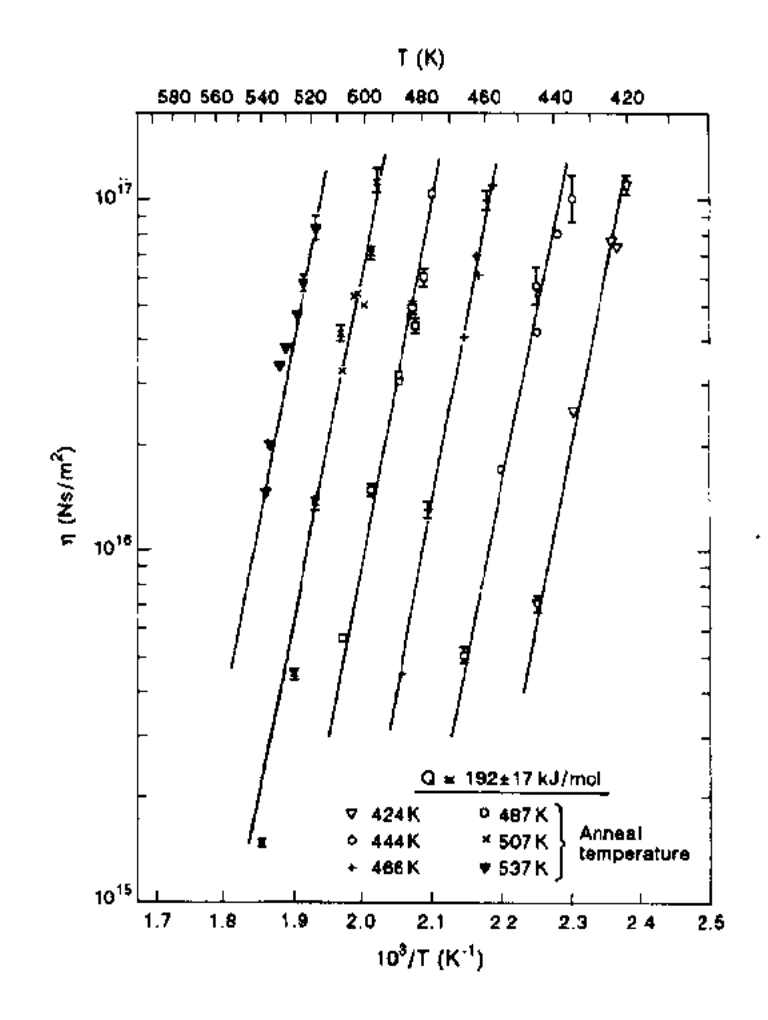


图 10-12　$Pd_{82}Si_{18}$玻璃的剪切粘度与不同老化温度的相互关系(Taub 和 Spaepen,1980)

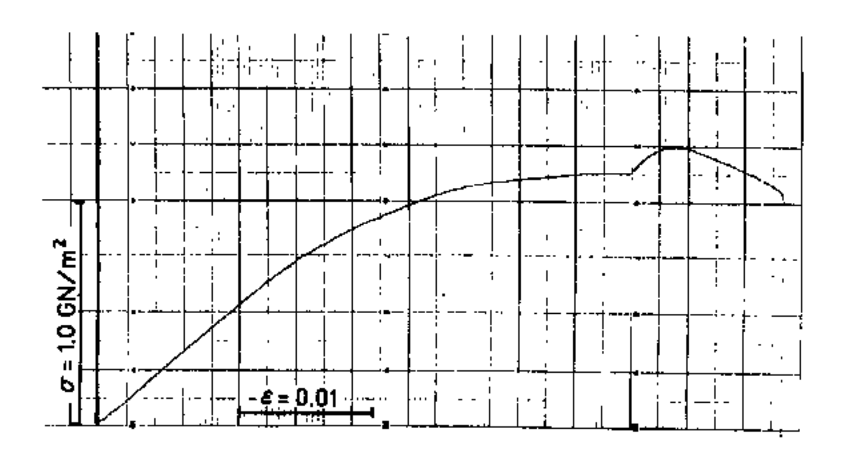


图 10-13　$Pd_{80}Si_{20}$玻璃在温度为 433K 时的应力应变曲线(应变速率由开始时的 $1.4\times10^{-5}s^{-1}$突然转变为 $3.4\times10^{-5}s^{-1}$)

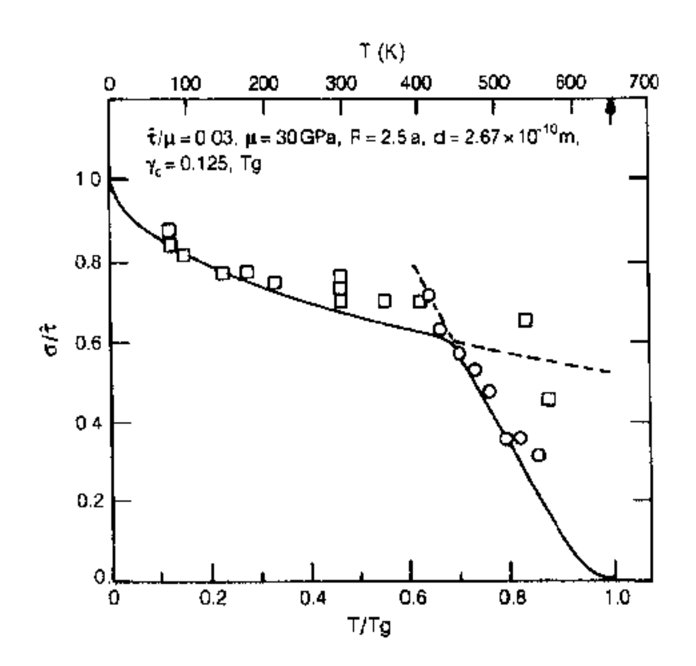


图 10-14　玻璃的流动应力与温度的相互关系，(○)$Pd_{80}Si_{20}$玻璃(Megusar 等，1979)；(□)$Pd_{77.5}Cu_6Si_{16.5}$玻璃(Pampillo 和 Chen，1974)；图中实线是用 10.4.2 节中的模型的拟合结果

$$\Delta v^* = -\left(\frac{\partial \Delta G^*}{\partial \sigma}\right)_T$$

$$= kT\left(\frac{\partial \ln \dot{\gamma}}{\partial \sigma}\right)_T = kT\,\frac{m}{\sigma} \tag{10-13}$$

其结果列入表 10-1 中第 4 列，可见数据除个别分散点之外，基本上保持在 $\Delta v^* = 9.13 \times 10^{-29} m^3$ 的同一水平上。

• p. 480 •

表 10-1　由应变速率改变测出的应力指数 *m* 和激活体积 Δv^*

［结果由 Megusar 等(1979)用 $Pd_{80}Si_{20}$玻璃测得］

T (K)	σ^a (GPa)	m $= d\ln\dot{\varepsilon}/d\ln\sigma$	Δv^* (m^3)
413	1.29	11.74	8.98×10^{-29}
433	1.13	8.64	7.90
453	1.02	7.21	7.65
473	0.94	6.15	7.40
493	0.86	7.16	9.81
513	0.65	5.42	10.20
533	0.64	4.51	8.98
553	0.57	5.23	12.10

a 应变速率 $\dot{\varepsilon}_1 = 1.4 \times 10^{-5} s^{-1}$的拉伸流动应力。

在流动应力对温度的依赖性变得十分小的时候，也即在图 10-14 中的低温区，变形变得十分不均匀，变形几乎完全约束成如图 10-16 所示的一组密集的剪切带。此时如果进行改变应变速率的试验，会导致试样中的拉伸响应非常不稳定。试样将按照第 10.3.3节中所提到的“弯月型”的断裂机制在密集的剪切带中出现早期的断裂。但是在任何情况下，同时考虑微弱的应变硬化和流动应力对应变速率很小的敏感性，试样将朝着颈缩形式的断裂方向发展，尽管这样断裂形式最后不一定产生(Argon，1973a)。事实上，机械的不稳定性将继续发展，这是因为较强的剪切局部化意味着有一个应变软化过程产生。研究结果(Megusar 等，1982)已表明，这种应变的软化是由于应变引起了自由体积的产生，而且在低温和高应变速率条件下不消失。因此，在剪切区内膨胀的累积将导致塑性阻力的降低，然后又迅速地进一步集结变形，最后形成密集的剪切带(Argon，1979)。通过对 $Pd_{77.5}Cu_6Si_{16.5}$玻璃进行膨胀试验和动力学分析表明，在剪切带内部存在着十分显著的密度降低，这意味着当剪切带内总的剪切应变为 1/30 时，剪切带内部的流动膨胀量 $\beta=d\theta/d\gamma=0.018$，而总的局部膨胀量为 0.5 (Argon 等，1985)。很显然，局部的膨胀不能够均匀地分散，但能产生很大的空穴。这种超原子尺度上的空穴很有可能造成剪切带中蚀坑的形成(Pampillo 和 Chen，1974)。

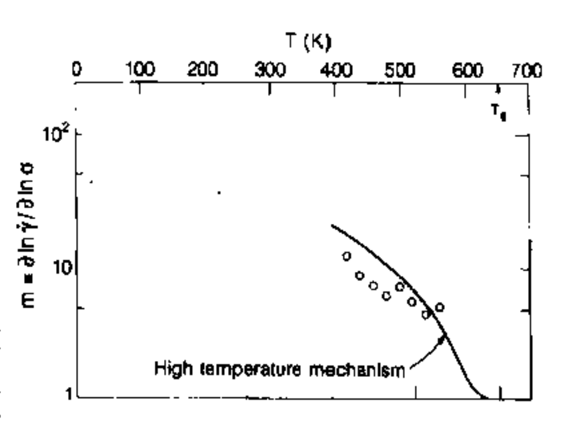


图 10-15　$Pd_{80}Si_{20}$玻璃的应变速率的应力指数与温度的相互关系(Megusar 等，1979)

· p. 481 ·

图 10-17 给出了形成剪切带的应变速率和温度的双重条件(Megusar 等，1979)。在较高的温度和较低的应变速率条件下，应变产生的自由体积扩散性地消失，其速度与增长

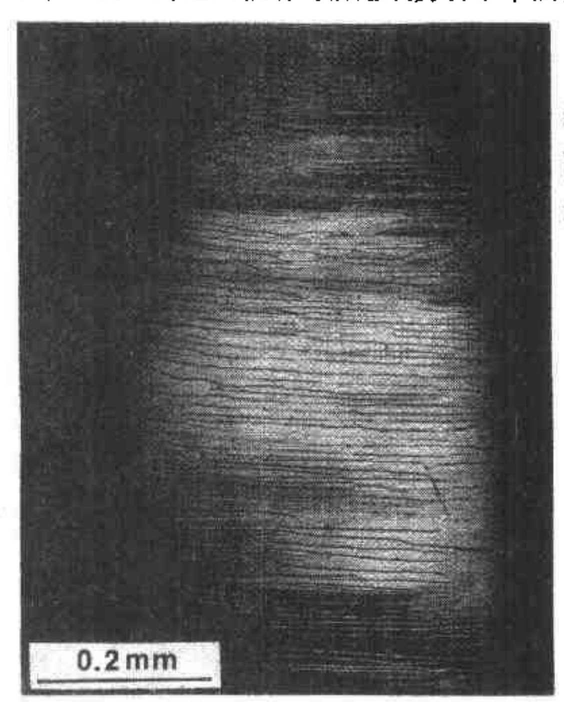


图 10-16　在一个弯曲的 $Fe_{29}Ni_{49}P_{14}B_6Si_2$ 金属玻璃条中所出现的密集剪切带(Argon，1980)

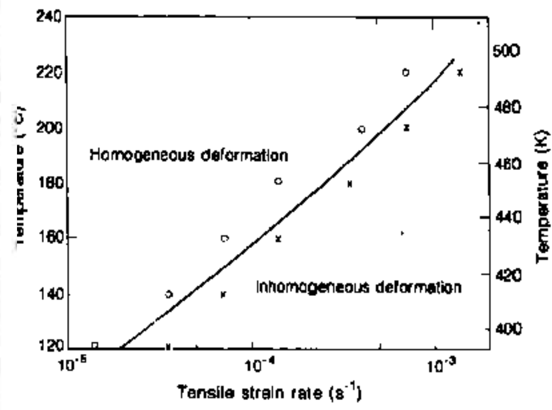


图 10-17　$Pd_{80}Si_{20}$玻璃中均匀和非均匀流动状态(Megusar 等，1979)

时的速度一样，这样塑性阻力相对的稳定，而变形也保持相对的均匀性(Spaepen，1977；Argon，1979)。

金属玻璃低温下的塑性阻力可以通过压痕硬度试验的方法很方便地进行测量，这样可避免拉伸试验中出现的不稳定性的问题。表 10-2 给出了一些金属玻璃的维氏(Vickers)显微硬度试验结果(Davis，1978)。取硬度的塑性约束因子值为 0.33，则可用这些数据算出拉伸塑性阻力，结果同样在该表中给出。

表 10-2 一些金属玻璃的杨氏模量 E、硬度 H 和拉伸塑性阻力 Y(Davis，1978)

合金	E (GPa)	H (GPa)	$Y=(H/3)$ (GPa)
$Pd_{80}Si_{20}$	89.7	4.9	1.63
$Pd_{77.5}Cu_6Si_{16.5}$	89.7	5.0	1.67
$Ni_{80}P_{20}$	116.0	6.1	2.03
$Ni_{40}Fe_{40}P_{14}B_6$ (Metglass 2826)	127.0	7.5	2.50
$Fe_{80}P_{20}$	133	7.5	2.50
$Fe_{80}B_{20}$	169	11.0	3.67
$Cu_{50}Zr_{50}$	85.1	5.8	1.93
$Cu_{50}Ti_{50}$	98.6	6.1	2.03

10.4.1.4 结构老化及其对塑性阻力的影响

因为以较高的冷却速率得到的玻璃态转变会导致较高的玻璃化温度 T_g 和较高水平的冻结化体积，所以玻璃结构的收缩或松弛在玻璃状态下仍能继续进行，但温度不能太低。这样玻璃将经历结构老化，在老化过程中玻璃的密度会逐渐变大(自由体积会相应地减小)，这时所有测得的机械性能将呈单调性的改变。图 10-9 和图 10-12 给出了伴随金属玻璃结构老化而出现的内耗性能和流动性能的改变情况。图 10-18 给出了 $Fe_{80}B_{20}$ 玻璃的硬度变化情况。而有关的 TEM 研究结果也表明，玻璃在温度为 $0.96T_g$ 下(相当于 0.92 倍的结晶温度 T_c)老化 10^4s 的时间后，会导致塑性阻力的上升，且不会产生结晶现象。当老化时间超过 10^4s 后，则可能形成结晶，由于微结晶体具有较高的塑性阻力，致使玻璃的硬度持续上升，这种情况就象硬质的微粒填充到无定形材料中一样(Argon，1986)。由图 10-18 同样看出，老化同样会导致断裂应变急剧地下降，第一阶段是在无定形区，第二阶段才发展到结晶区，此时结晶体的作用就象一系列的空穴。

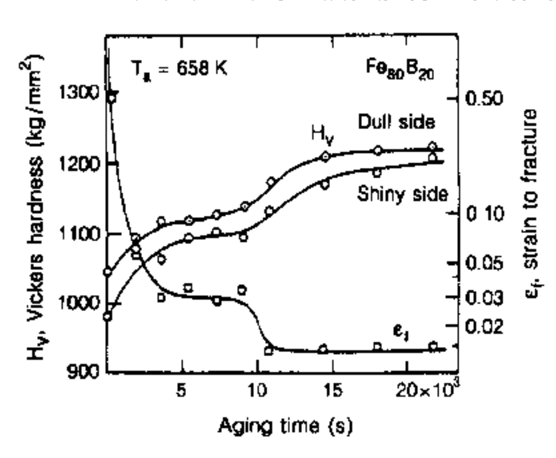


图 10-18 $Fe_{80}B_{20}$玻璃中微观硬度和应变随老化时间变化的关系(老化温度为 658K，Deng 和 Argon，1986a)

这种分两个阶段的老化，伴随有阶段性的硬度上升和阶段性的断裂应变下降，是无定形金属中经常出现的情况。一般认为第一阶段硬度的上升(断裂应变下降)是由于自由体积的减小，但第二阶段并不一定取决于结晶体的形成。所以 Gerling 等人(1988,1989)指出，$Fe_{80}Ni_{40}B_{20}$玻璃中的第二阶段的变化仍然是由无定形状态下的相分离所引起的。

· p. 482 ·

Deng 和 Argon 等人(1986b)曾研究过玻璃金属的结构老化动力学，发现用试验测得的结构老化的性能分布与在应力下产生的剪切松弛的分布相似。我们将在 10.4.3 节中进一步讨论结构老化问题，一是用 Arrhenius 动力学方程，把它处理成剪切松弛时间分布的系统，二是用称之为"延伸指数"衰减的 Williams-Watts 动力学的方法来进行研究(Deng 等，1989c)。

10.4.2 粘塑性流动模型

由于直接从原子水平上来研究金属玻璃的粘塑性流动机制不可能用试验的方法来实现，因而模拟就成为一种经常采用且收效甚好的方法。其中较为成功的例子是 Argon 和 Kuo(1979)以及 Argon 和 Shi(1982)提出的非晶布拉格皂泡筏模型。他们指出，用这种模拟来研究原子玻璃的非弹性松弛，与由剪切变形产生的非弹性松弛极为相似。这种变形的模式可由图 10-8 所给出的示意图得到说明。在这些模拟试验中，Argon 和 Kuo 发现，由无定形肥皂泡的剪切流动而引起的塑性变形可用图 10-19 所给出的示意图来说明，如该图所示，肥皂泡群呈二维的平面分布，在剪切力的作用下，肥皂泡可以集群地沿着应力的方向平行移动，也可以是由中心部位等距离地向外扩散。

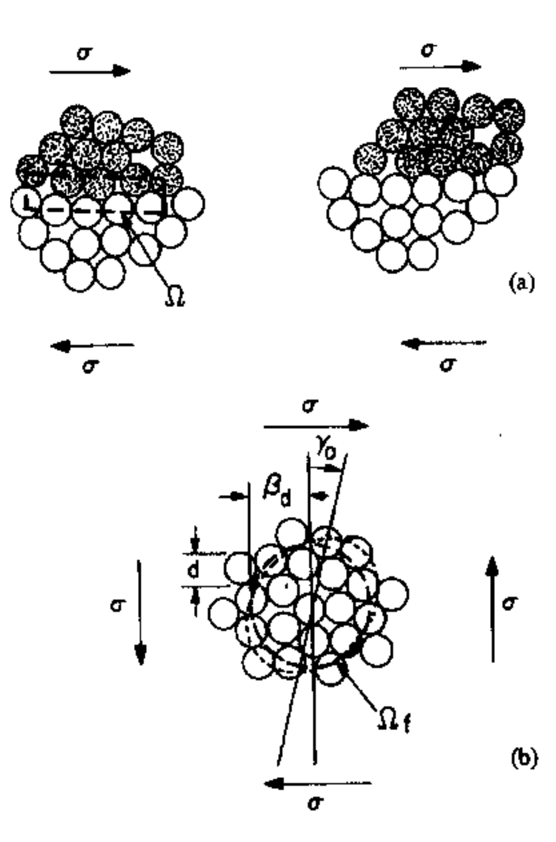


图 10-19 由肥皂泡流动模型表示的两种理论化的剪切变形模式。(a)集群移动式的剪切变形；(b)扩散式的剪切变形；(Argon 和 Kuo,1979)

根据剪切扩散机制建立的非弹性应变动力学，适用于低应力区，可转换成一个具有三维变量的应变速率表达式(Argon, 1979; Argon 和 Shi, 1982)

$$\dot{\gamma} = c\gamma^{T}\nu_{G}\exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right)\sinh\left(\frac{\sigma\gamma^{T}\Omega_{c}}{kT}\right) \tag{10-14}$$

· p. 483 ·

式中，

$$\Delta F \approx \left[\frac{7-5\nu}{30(1-\nu)} + \frac{2(1+\nu)}{9(1-\nu)}\beta^{2}\right]\mu(\gamma^{T})^{2}\Omega_{c} \tag{10-15}$$

是亥姆霍兹自由能，它与体积为 Ω_c 的球型区内的剪切变形有关。这个球型区的凹形点（$=\beta\gamma^T$）的剪切应变为 γ^T，应变膨胀为 ϵ^T(Eshelby，1957)。式(10-14)和式(10-15)中，σ 是剪切应力，μ 是剪切模量，ν 是泊松比，c 是可能产生变形的那部分材料的体积分量，ν_G 是泡沫群的固有频率。由这种形式的粘塑性应变速率可得到一个唯象学的应力指数表达式

$$m = \frac{\sigma\gamma^T\Omega_c}{kT}\cosh\left(\frac{\sigma\gamma^T\Omega_c}{kT}\right) \tag{10-16}$$

将上述用模型计算的结果与 Megusar 等人的试验数据相比较，用 Bragg 肥皂泡流动模型来计算 $Pd_{80}Si_{20}$ 这种玻璃的剪切变形，可得到如下数据：$\beta=1.0$，$\gamma^T=0.135$，$\Omega_c=7.8\times10^{-28}m^3$。

应当指出，当施加的应力下降时，非线性变形行为逐渐减少，应力指数 m 趋向于 1，式(10-14)可转换成牛顿粘性流体的表达式

$$\dot{\gamma}= c(\gamma^T)^2\nu_G\left(\frac{\sigma\Omega_c}{kT}\right)\exp\left(-\frac{\Delta F_v^*}{kT}\right) \tag{10-17}$$

式中，ΔF_v^* 是粘性流动的 Hemholtz 自由能，c 与式(10-12)所给定的结构有关。当应力增大时，由线性逐步向高度的非线性行为转化的特性，以及由上述图形表示的模型，已由 Taub(1980)从试验上得到证明。

用来表示集群剪切过程的应变速率表达式具有另外一种如下的形式(Argon，1979)

$$\dot{\gamma}= c\gamma^T\nu_G \exp\left[-\frac{\Delta G^*(\sigma)}{kT}\right] \tag{10-18}$$

式中，

$$\Delta G^*(\sigma) = 4.56\hat{\tau}\Omega_c\left(1-\frac{\sigma}{\hat{\tau}}\right)^2 \tag{10-19a}$$

$$\hat{\tau} = \hat{\tau}_{ts} \tag{10-19b}$$

$\hat{\tau}_{ts}$是结构的理论剪切强度，通过比较 Maeda 和 Takeuchi(1982)的三维的计算机模拟结果可估算出它的值为 0.03μ。

由式(10-14)与式(10-8)分别对 $Pd_{80}Si_{20}$ 和 $Pd_{77.5}Cu_6Si_{16.5}$ 这两种玻璃的流动应力和应力指数进行过计算，这两种计算结果与试验数据的比较分别由图 10-14 和图 10-15 给出。二者之间的一致性在低温区显得较差，这是因为在温度较低时，变形产生了极强的剪切局部化，流动应力与温度的依赖关系变弱，而且会受到前面 10.4.1.3 节中所提到的应变软化过程的强裂影响。

• p. 484 •

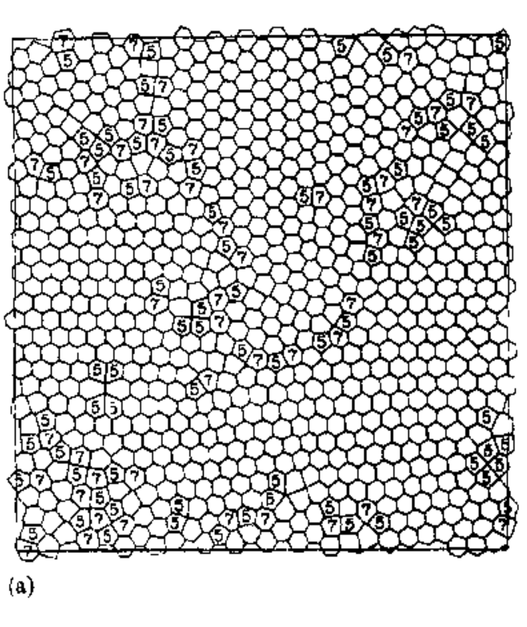
10.4.3 金属玻璃塑性流动模拟

用计算机对玻璃中的塑性剪切进行模拟被认为是一种行之有效的研究方法，对于了解金属玻璃中原子水平上的动力学过程很有帮助，其中 Maede 和 Takeuchi 以及 Srolovitz(1983)曾指出三维计算机模拟的困难在于确定模拟单元的大小和如何抽象出动力学信息。为了避开计算机三维模拟的这种困难，Deng(1989a)等人选择了损失某些自由度的办法，采用较大的二维模拟单元和周期性熔融与淬火冷却的边界条件。但要指出，在这种模拟以及其它类似的模拟方法中，同种原子间的 Lennard-Jones 势能的相互作用在最近的第 3 个原子与第 4 个原子之间被切断。Deng 等人(1989a，d)曾对这种原子间相互势能作用

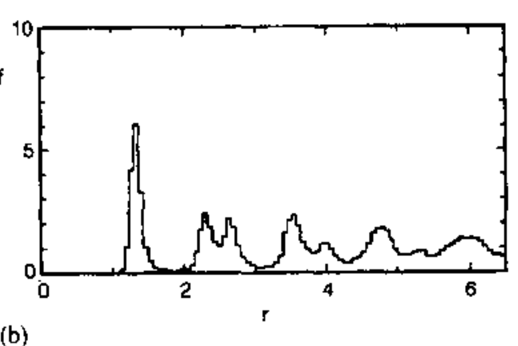
及其在二维模拟中的应用作过研究，本文将就他们研究中的一些重要结果进行介绍。

• p. 485 •

图 10-20(a)给出了以六边形小单元堆积的原子二维分布的模拟块，计算机的模拟条件是玻璃经熔融后，淬火到温度等于 $4\times10^{-3}T_m(5.56\times10^{-3}T_g)$。淬火分几个阶段，每一阶段都结合进一些结构上的松弛，在最后一个温度上保持一段时间。这样得到的结构上的原子二维半径分布函数由图 10-20b 给出。由图 10-20a 给出的模拟块中，有几个特征必须注意。第一，当半径分布函数表明玻璃具有良好的松弛性时，玻璃与完全的无序状态相差还很远，这时应有相当一部分的材料呈六边形的对称有序结构，其大小为 8 -10 个原子间距。第二，通过 5 和 7 配位原子的结构偶极矩的数量，可以很容易得出无序材料的体积分量约为总体积分量的 0.16。而在熔点温度下，这种体积分量可高达 0.4 并且渗透到结构中去。具有 5/7 配位结构偶极矩的材料的剩余体积要比一对六边形的原子结点平均大出 9%，可以被看成是自由体积的一个结构单元。在熔点温度 T_m 和玻璃化温度 T_g 之间，5/7 配位的偶极矩材料的体积分量呈单调下降趋势，直至下降到约 0.3，但仍保留有连续性和继续渗透的能力。在玻璃化温度 T_g 以下，渗透过程被终断。可以认为，5/7 配位的偶极矩材料的这种重要性能是因为它具有较大的自由体积，Cohen 和 Grest(1979)则认为它们已经变成了一种液体状材料。



(a)



(b)

图 10-20 一种二维模拟的玻璃中的 Voronoi 多边形的分布情况，玻璃淬火到温度为 $T/T_g=4\times10^{-3}$。图中给出了 5—7 边形的液体状材料，图(b)是图(a)中的原子位置的半径函数(RDF)(Deng 等，1989a)

塑性变形的模拟也曾考虑在模拟块的所有边沿上依次加上一个数值为 5×10^{-4}的剪切应变增量，而总体积维持不变，此时要产生结构上的松弛，消除原子间的不平衡，使原子间达到一种结构上的重新平衡。剪切增量的每一个阶段，都有原子的再平衡发生，这样可以通过原子间的相对位移梯度同时计算出原子结点应力张量和原子结点应变增量张量。最有意义的是可得到关于应变增量的两个特殊的非向量常数，即膨胀增量和最大剪切应变增量[莫尔圆(Mohr circle)]。这种剪切变形的方式持续下去，直至模拟块的总剪切应变超过 0.27。图 10-21(a)给出了这种模拟块的剪切应力/应变曲线*。曲线表现出的塑性

* 图 10-21 中的应力单位为 E_0/r_0^2，式中 E_0 是配对势垒的结合能，r_0 是配对势能趋于零时的一对原子间的距离。

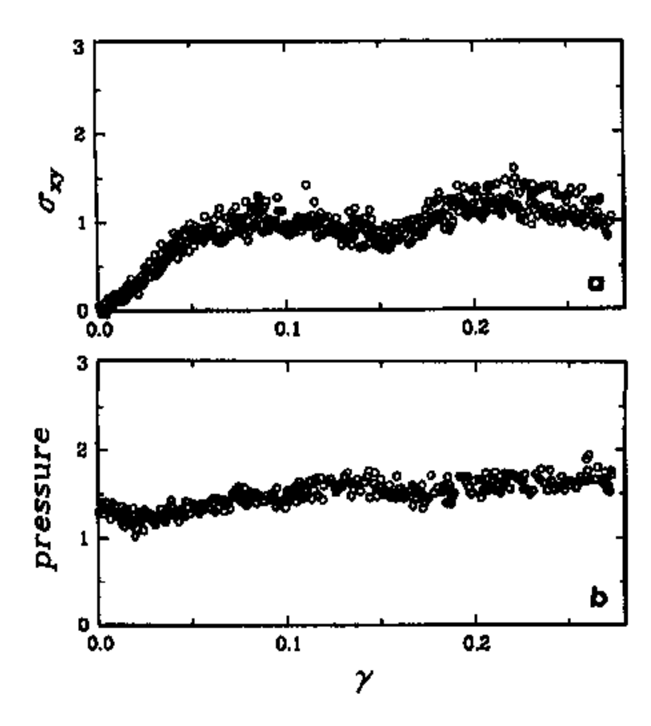


图 10-21 二维模型玻璃的剪切响应。
(a)剪切应力应变曲线;(b)因膨胀效应而引起的压力增加(Deng 等,1989d)

· p. 486 ·
流动特性近似呈线性的变化,在剪切应变达到 0.05 时,出现一个明显的转变阶段。图 10-21b 表明,当模拟块的体积保持不变时,外部压力将有所增加,且呈单调上升趋势,直至应变达到 0.15,然后在这个水平上维持不变。图 10-22 表明,如果使剪切过程分别在总剪切应变量达到 0.025,0.075 和 0.125 时就停止,然后反向施加这三个剪切应变,在反向过程开始时,甚至在载荷完全去掉以前,都会出现明显的 Bauschinger 效应。这种滞后现象即使在线性弹性范围内也可以观察到。

通过对变形分布的观察,可得到下列结果:

(a)非弹性过程以局部剪切变形的形式出现,伴随有许多原子的相互作用。

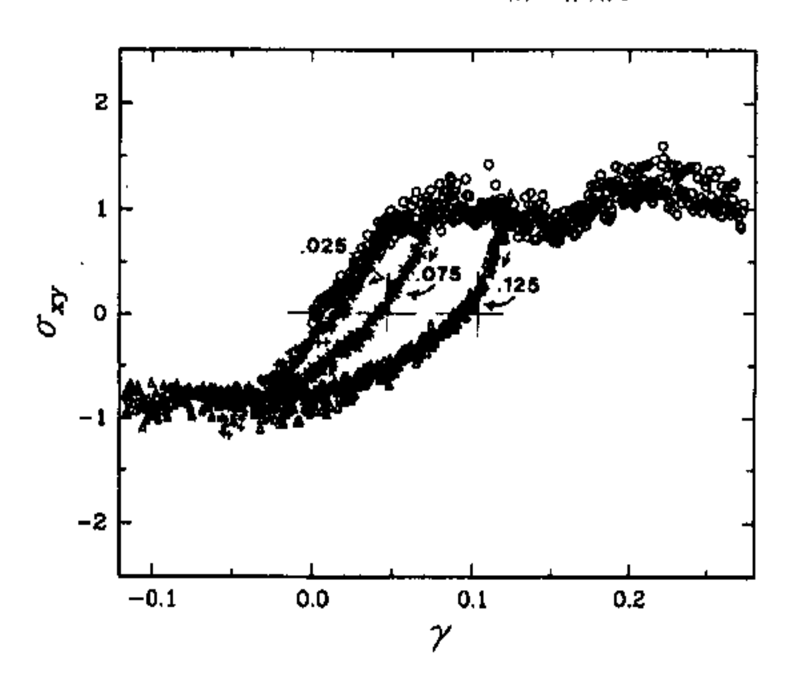


图 10-22 二维玻璃的反向剪切模拟,显示出明显的 Bauschinger 效应(Deng 等,1989d)

(b)这样变形极有可能发生在如图 10-23 所示的液体状材料(自由体积)聚集的地方,该图给出了材料屈服时的局部最大剪切应变增量的分布,由此而产生更大的外部剪切变

形[这种情况与图 10-20(a)中所示的液体状材料的分布特性相似]。

(c)局部剪应力超过施加的均匀剪应力时，非弹性变形往往从线性范围的开始阶段发生(不存在真正的弹性界限)。

(d)局部的剪切变形累积到近似连续时，弹性向塑性的转变。这一点曾由 Argon 和 Shi(1983)作过推测，并且经常出现于结晶体的塑性变形中(Kocks，1966)。

(e)变形的每一阶段，剪切变形形成后所产生的残余回复应力有可能导致反向变形，由此而产生大的 Bauschinger 效应。

· p. 487 ·

(f)剪切变形一般具有膨胀性[在 Argon 和 Shi(1982)的肥皂泡流动模型中观察到这种情况]，当变形不改变系统的总体积时，它将导致一个系统压力的产生。

(g)剪切变形膨胀的结果，使得液体状材料的体积浓度发生上下波动，这种情况由图 10-24 给出，液体状材料的浓度是随应变的变化而变化。将这种现象与图 10-21a 作比较后，会发现流动应力的下降与液体状材料浓度的特征峰相对应。

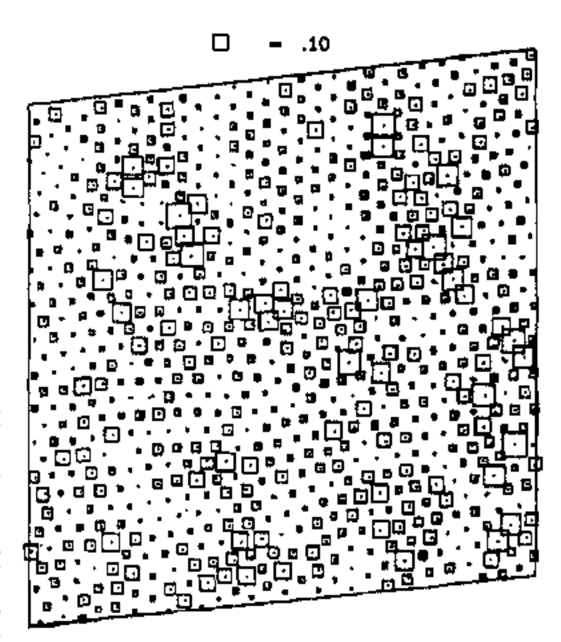


图 10-23 二维剪切模型中的最大剪切应变峰值的分布特性(Deng 等人，1989d)

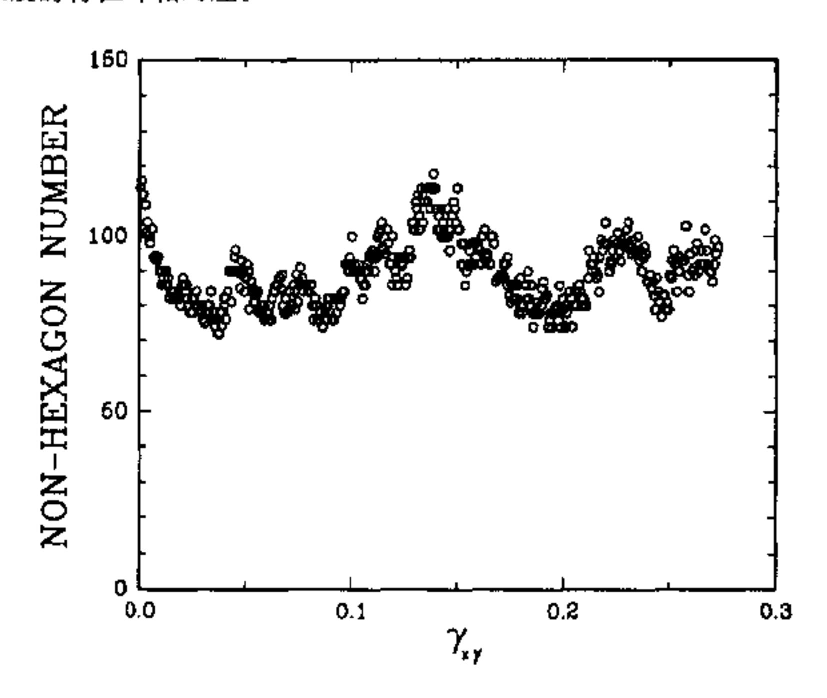


图 10-24 二维模拟的玻璃中，液体状原子结点总数随剪切应变的变化关系(Deng 等，1989d)

(h)当剪切变形引起的液体状材料聚集在一起时,剪切局部化开始形成,如图 10-25 的 (a),(b),(c)所示,总的剪切应变由 0.1 增加到 0.15 再增加到 0.20,在剪切应变为 0.15 时,可看到明显的剪切局部化。

(i)在变形的任一个阶段,施加一个均匀的外部剪切应变增量都将产生相当程度的局部剪切,而不仅仅是产生外部剪切增量。很显然,它能使得已经存在的不协调的无序状态得到缓和,而且总是使整个系统的吉尔斯自由能呈下降趋势。

· p.488 ·

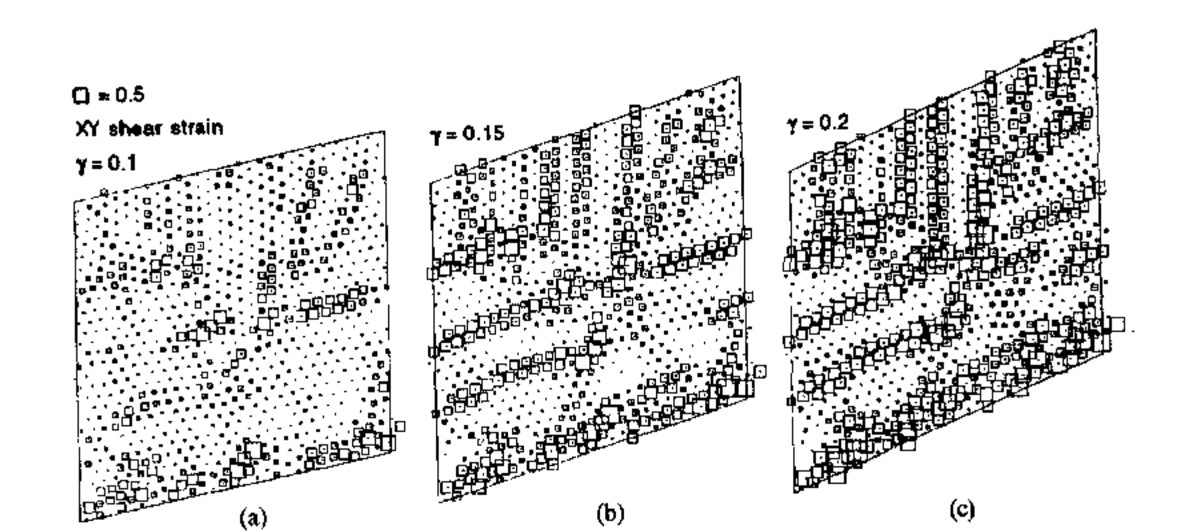


图 10-25 二维玻璃剪切模型中剪切局部化的系列过程。
(a)$\gamma=10\%$之后;(b)$\gamma=15\%$之后;(c)$\gamma=20\%$之后(Deng 等,1989d)

(j)最后,在所有观察到的变形过程中,由规则的晶体位错运动(5/7 配位的偶极矩的位移)产生的应变是相当小的,最多只能达到总应变的 0.11,但它清楚地表明了用这种方式产生应变的效率极高。

很显然,二维模拟得到的这些结果对三维材料来说,在量上有些不同。但是,上述的结果不仅对变形机制的理解提供了可靠的信息,同时也对了解玻璃状态的特性提供了帮助。

10.5 立体网状分子结构玻璃的非弹性响应

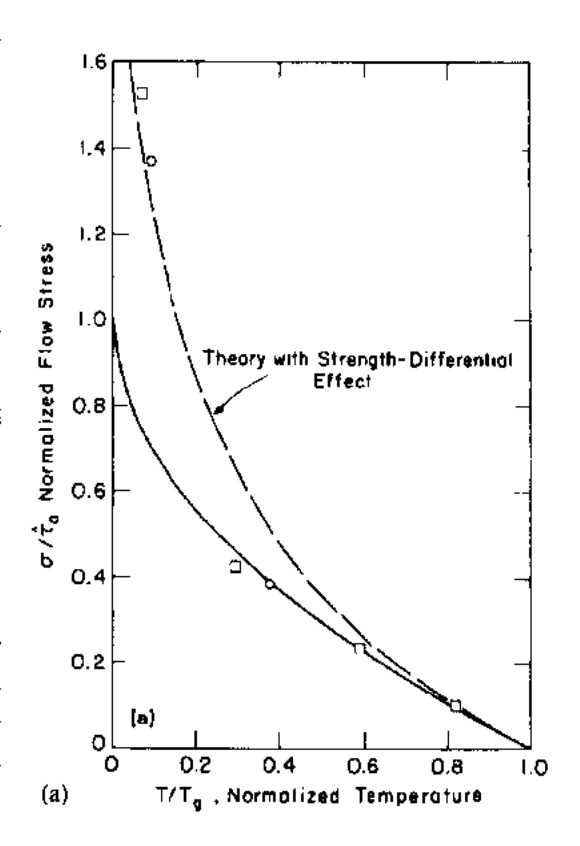
立体网状分子结构玻璃(氧化物玻璃)在高温下,但不超过玻璃化温度 T_g,以及在较小的应力状态下的滞弹性和粘弹性行为曾被广泛地研究过(Jones,1948;Argon,1968)。松弛时间的分布特性,无论是非改性的或是改性的立体网状分子结构玻璃,也无论是用内耗试验或蠕变恢复试验,其结果都非常类似于 10.4.1.1 节和 10.4.1.2 节中所讨论的金属玻璃(Argon,1968)的松弛时间的分布特征。

但是立体网状分子结构玻璃的塑性变形行为还研究得相当不够。因为它们在正常条件下的拉伸断裂过程并不发生非线性的塑性流动。但是如果断裂被一个外加的压力所抑制住,或者是在显微硬度试验中(所施加的压力被局限在一个局部的塑性流动区),则氧化物玻璃仍可产生较大的应变塑性流动,这种现象曾被很多的试验观察到。Argon(1980)曾

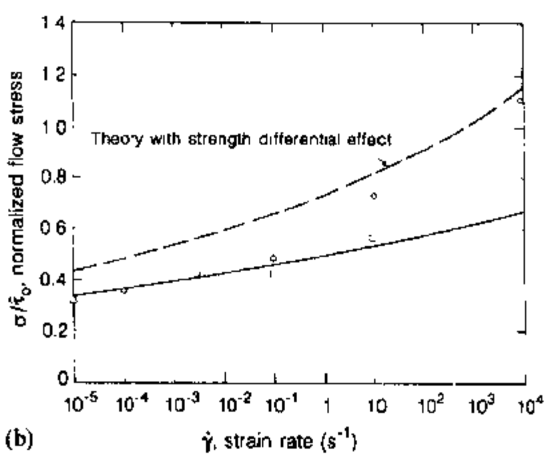
对此作过专门的详细的综述。最有参考价值的是 Marsh(1964a,b)对苏打玻璃和 E-玻璃进行的不同温度和压痕速率的显微硬度压痕试验。结果由图 10-26a 和图 10-26b 给出,图中塑性剪切阻力 $\hat{\tau}_0$ 与纵坐标的截距值是理论剪切强度值,而在固体中两个平行平面的相互剪切作用的正弦函数模型中,理论剪切强度值为 $\mu/2\pi$。图中的实线曲线是由均匀流动模型计算得到的结果,它与 10.4.2 节中讨论的金属玻璃的情况相似。由图可以看出,在低应力和高温段,计算值与试验结果两条曲线的平行性很好,但在非常低的温度下或非常高的应变速率下,两者差别很大。Argon(1980)把这种现象归结为一种非常高的强度差异效应,即当基础的平均弹性正应变变得很大时,固体中的塑性阻力将随着压力的上升而急剧地上升。图中的点划线曲线是考虑了塑性阻力与压力的关系而得出的强度差异效应。

• p.489 •

应着重指出的是,氧化物玻璃的塑性变形即使在最容易产生的条件下也是十分有限的,在工程技术上并不重要。因此,氧化物玻璃可认为本质上是脆性的,如果所加的应力不包含有一个非常高的叠加压力分量,它们在断裂之前将不出现任何塑性流动。



(a)



(b)

图 10-26 立体网状分子结构玻璃的剪切特性与温度的关系

(a)应变速率;(b)两种网状玻璃的归一化流动应力(Marsh,1964a,b;Argon,1980)

10.6 聚合物玻璃中的非弹性响应

10.6.1 试验观察

10.6.1.1 滞弹性

聚合物的滞弹性曾在各种频率和温度(0K 到 T_g)条件下被广泛地研究(McCrum 等,1976)。这些研究不仅提供了周期的能量损耗对温度的依赖关系,而且也得到了给定频率下动态模量对温度的依赖关系。与金属玻璃的情况相似,动态力学松弛谱是研究聚合物结构的一种非常有效的方法。图 10-27 给出

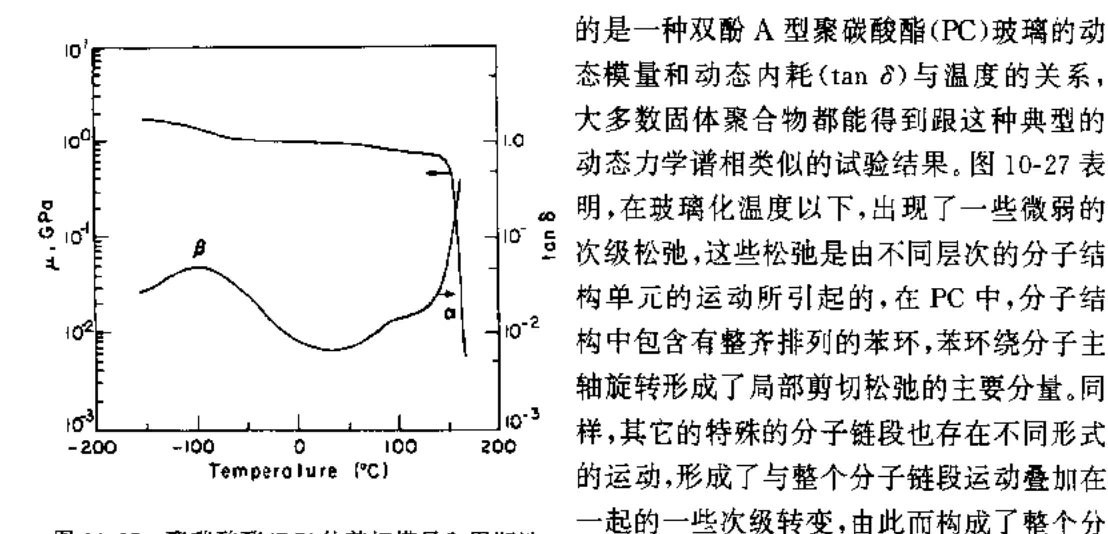


图 10-27　聚碳酸酯(PC)的剪切模量和周期性的能量损耗与温度的关系(Kambour，情报交流)

的是一种双酚 A 型聚碳酸酯(PC)玻璃的动态模量和动态内耗(tan δ)与温度的关系，大多数固体聚合物都能得到跟这种典型的动态力学谱相类似的试验结果。图 10-27 表明，在玻璃化温度以下，出现了一些微弱的次级松弛，这些松弛是由不同层次的分子结构单元的运动所引起的，在 PC 中，分子结构中包含有整齐排列的苯环，苯环绕分子主轴旋转形成了局部剪切松弛的主要分量。同样，其它的特殊的分子链段也存在不同形式的运动，形成了与整个分子链段运动叠加在一起的一些次级转变，由此而构成了整个分子运动的松弛谱。McCrum(1976)曾研究过聚合物的松弛行为，我们将在 10.6.3 节中讨论有关计算机的模拟问题。

• p. 490 •

10.6.1.2　塑性流动及其机制

所有的玻璃态聚合物在高的压缩应力下都将呈现出塑性行为特征，而由拉伸应力引起的脆性断裂现象得到抑制。某些热塑性聚合物具有刚性分子链结构，在拉伸应力下不产生银纹，或者银纹得到抑制，因而也可以观察到塑性变形行为。图 10-28 给出了一组聚甲基丙烯酸甲酯玻璃(PMMA)的拉伸塑性阻力的应力应变曲线(Hope 等，1980)，曲线上表

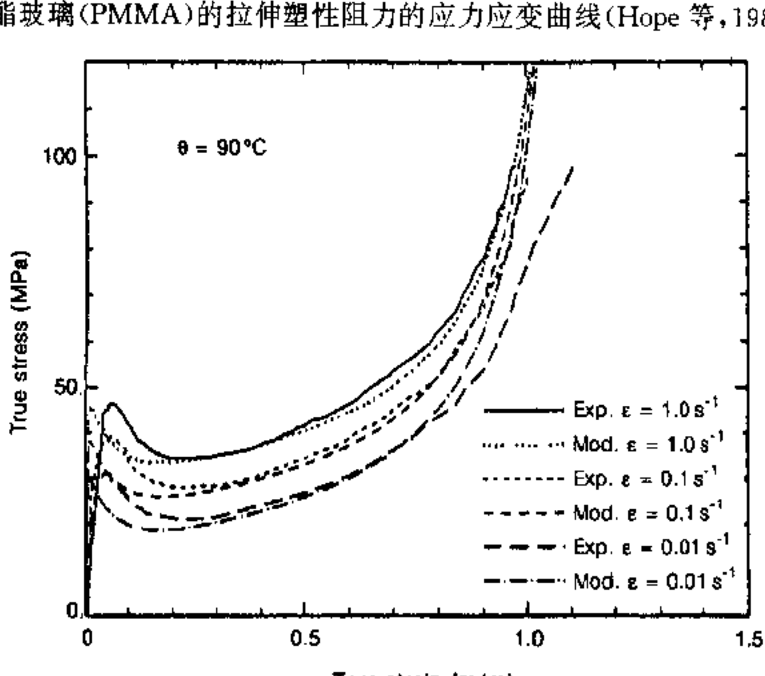


图 10-28　PMMA 在 90℃下的拉伸应力应变曲线(Hope 等，1980；Boyce 等，1988a)

现出的塑性特征与延性金属的塑性变形不同，每条曲线上都可以观察到一个明显的台阶式的变化，它们是由大应变条件下的分子重新取向所造成的。这些曲线的形态使人联想起具有交联结构的橡胶的大应变行为，尽管在它里面包含有一个很大的与应变无关的塑性阻力分量。这种特征在其它的玻璃态聚合物中也可以观察到，当温度升高到玻璃化温度以上时，这些材料的变形几乎完全得到恢复。

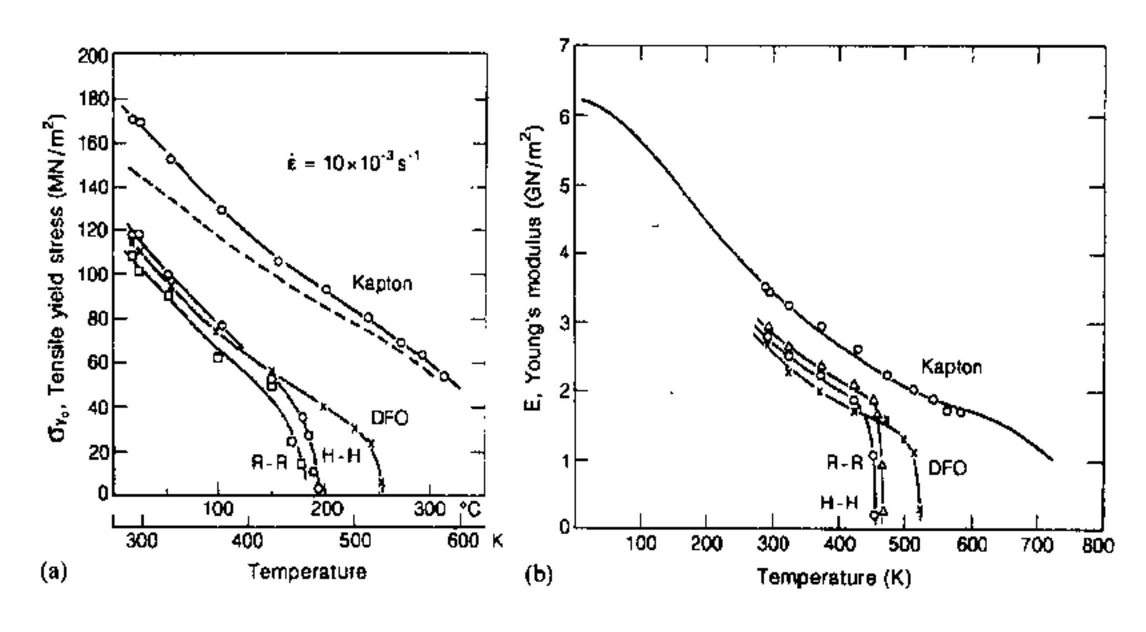


图 10-29　聚酰亚胺玻璃的拉伸屈服应力

(a)和杨氏模量；(b)对温度的依赖关系。所用材料包括：间苯二酚、氧化零烷、氧化苯、均苯四酸等(Argon 和 Bessonov，1977a)

• p. 491 •

玻璃态聚合物屈服强度对温度的依赖关系与模量对温度的依赖关系极为相似，这种情况可由图 10-29(a)和图 10-29(b)中所示的一组曲线得到说明。这组曲线是用刚性链的聚酰亚胺玻璃作试验所得到的结果(Argon 和 Bessonov，1977a)，它表明玻璃态聚合物的塑性阻力主要由分子链间的相互作用所控制。非弹性应变速率对应力的依赖关系呈明显的非线性特征，如图 10-30 所示，它同样使人想起金属的塑性行为。Argon 和 Bessonov (1977a)为了研究塑性流动中的激活体积 Δv^*，曾用了一组聚合物材料，包括柔性链的和刚性链的在内，进行了有关拉伸或压缩屈服强度对应变速率的依赖关系的试验，结果由表 10-3 给出。

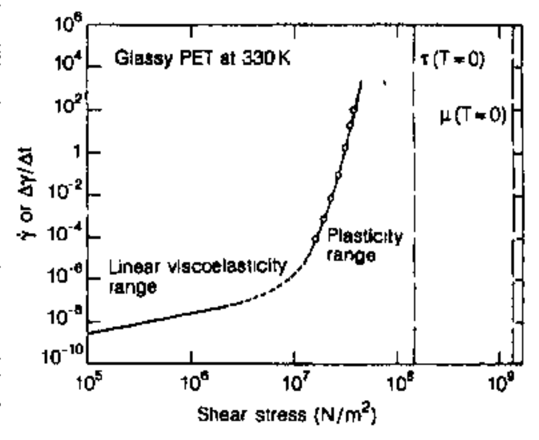


图 10-30　PET 在 330K 时的非弹性应变速率与应力的相互关系。达到应力门槛值时的应变速率变成无限大(Argon 和 Bessonov，1977a)

表 10-3　玻璃态聚合物链段松弛的剪切激活体积 Δv^* 和实际体积 Ω_C

聚合物	Δv^{*a} (m³)	Ω_f^{b} (m³)
PS	284×10^{-30}	0.78×10^{-26}
PMMA	375	1.01
PET	991	2.68
PC	1060	2.86
PPO	613	1.66
R-R	1030	2.78
DFO	1710	4.62
Kapton	2280	6.16

a　Argon 和 Bessonov(1977a)的试验结果；

b　根据 Mott 等(1992)的模拟，用 $\gamma^T=0.037$ 时计算得出。

• p.492 •

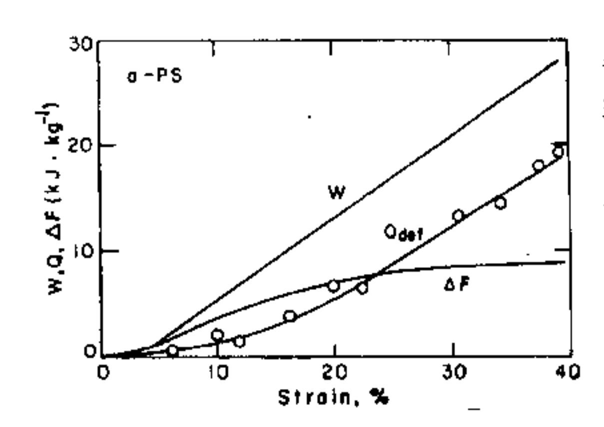


图 10-31　同规立构聚苯乙烯(PS)塑性变形中的机械功损耗速率(W)、自由能贮存(ΔF)、和热释放(Q)(Oleynik,1990)

Oleynik(1990)及其合作者(Rudnev 等,1990)曾进行过量热试验,结果表明玻璃态聚合物的塑性行为与 10.4.1 节到 10.4.3 节中讨论的金属玻璃的塑性行为相似。所测得的一系列结果,包括应力应变试验、变形量热试验(DC)以及示差扫描量热试验(DSC)在内,都表明热释放在低于屈服点开始,随应变的增加而单调平稳地增加。当应变达到约 25%时,Q 的变化趋势与塑性功的变化速率大致相同。这种特征可由图 10-31 所示的同规立构聚苯乙烯(a-PS)的试验结果得到说明。此时,冷却功的贮存能量(ΔF)达到一个稳定状态(可认为是部分地与应变速率有关),但红外光谱分析的结果却表明,此时材料中并没有发生分子构象的明显改变。图 10-32 是一种环氧-芳香胺体系的 DSC 试验结果,试样经压缩后变形到 10%－30%的塑性应变水平,然后在应力状态下冷却到低温,去掉应力后再继续升温,贮存的能量在达到原来的变形温度时开始释放,由此而得到带有两个特征峰的曲线。在玻璃化温度 T_g(＝140℃)处有一个高耸的特征峰,关系到分子构象的恢复;而低温段的平缓而宽大的曲线突起,在材料预变形的温度处开始出现,代表了分子结构中的一种非构象特征,这种情况与 10.4.2 节中所讨论的金属玻璃中的剪切变形的贮存弹性应变能量极为相似。此外,他们的研究结果还表明,对于只有轻度变形的材料,仅能得到这样一个非常低的曲线突起,如果要得到一个明显的分子构像的特征峰,则要求应变必须足够大使 ΔF 达到初始高峰值。这就表明,分子取向的形成,与交联结构的橡胶的大应变行为一样,需要有一个稳定的塑性流动状态才能实现。上述观点可用计算机模拟的结果加以

证实，我们将在 10.6.3 节用氯乙烯聚合物为实例作进一步讨论。

• p. 493 •

10.6.1.3　塑性流动动力学

玻璃态聚合物塑性流动中分子链段运动的动力学不特别引人注意，而有关变形机制和一些基本定律的研究却取得到了较大的成功。例如 Argon(1973b)的研究具有一定的代表性。在他的研究中采用了一个与分子链段旋转有关的应变，通过分子水平上的一些性能参数来计算凹形点的自由能 ΔG^*，最后得到的计算塑性剪切应变速率的 Arrhenius 表达式为

$$\dot{\gamma}=\dot{\gamma}_G\exp\left(-\frac{\Delta G^*}{kT}\right) \qquad (10\text{-}20)$$

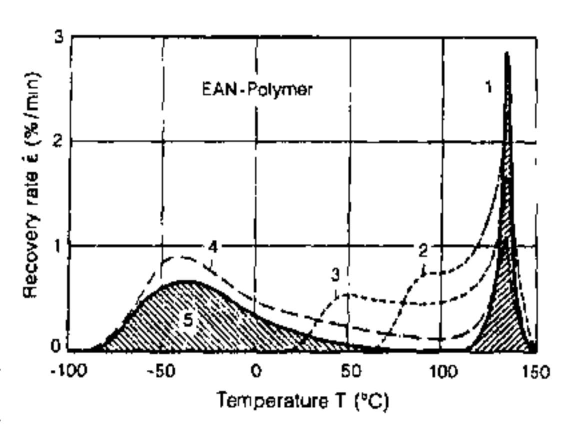


图 10-32　经预变形的环氧芳香胺聚合物(EAN)的应变恢复与温度的关系。(1)$T=150$℃，$\varepsilon=0.04$；(2)$T=60$℃，$\varepsilon=0.11$；(3)$T=20$℃，$\varepsilon=0.09$；(4)$T=-85$℃，$\varepsilon=0.12$；(5)$T=-85$℃，$\varepsilon=0.045$(Oleynik，1990)

其中

$$\Delta G^*=\Delta G_0\left[1-\left(\frac{\sigma}{\tau}\right)^{5/6}\right] \qquad (10\text{-}21a)$$

$$\Delta G_0=\frac{3\pi\mu\omega^2a^3}{16(1-\nu)};\hat{\tau}=0.077\mu \qquad (10\text{-}21b,c)$$

Argon 和 Bessonov(1979a)曾指出，该式中，

$$\left(\frac{\sigma}{\mu}\right)^{5/6}=A-B(T/\mu) \qquad (10\text{-}22)$$

这里，

$$A=\left[\frac{0.077}{(1-\nu)}\right]^{5/6} \qquad (10\text{-}23a)$$

$$B=A\frac{16(1-\nu)k}{3\pi\omega^2a^3}\ln(\dot{\gamma}_G/\dot{\gamma}) \qquad (10\text{-}23b)$$

分别是材料常数。表 10-3 给出的数据是用这些公式计算出来的结果，对于大多数热塑性聚合物而言，这些结果是比较可靠的。图 10-33a 和图 10-33b 给出的是一些热塑性聚合物的结果，而一种双酚 A 型环氧热固性体系的结果由图 10-33c 给出(Yamini 和 Young，1980)。有关这些公式更详细的讨论，读者可参阅参考文献的原著。

• p. 494 •

当玻璃态聚合物承受较大的应变时，应变引起的分子取向会产生一个相对于变形的反向应力，这种反向应力可通过橡胶弹性的热熵阻力进行一级近似的模拟(Haward 和 Thackray，1968；Argon，1973b；Boyce 等，1988a)，得到如下计算主要反向应力(阻力)的表达式

$$B_1=\rho\frac{RT}{3M_c}\lambda_1\left[\lambda_1\mathscr{L}^{-1}(\lambda_1/\lambda_n)-\right.$$

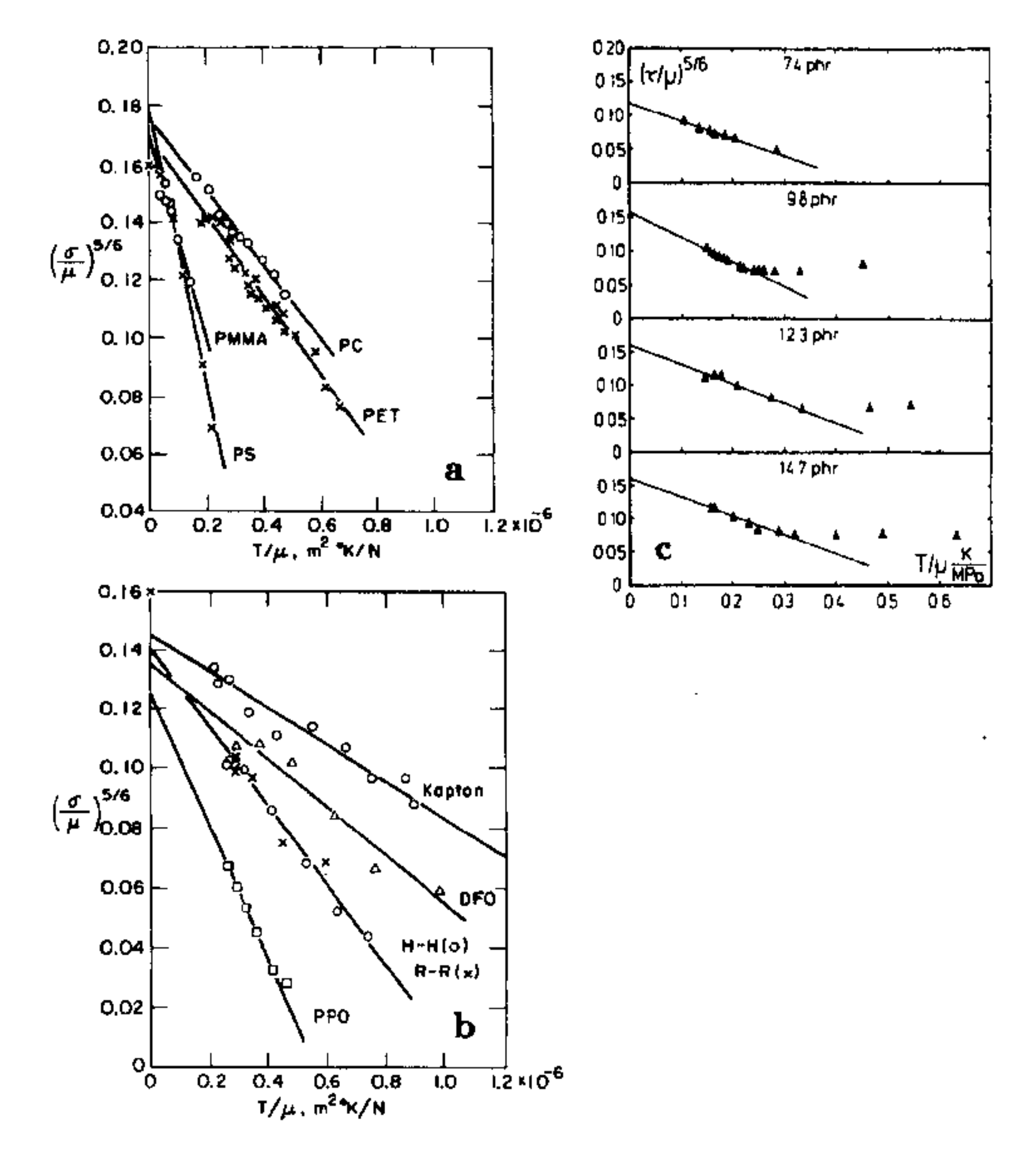


图 10-33　玻璃态聚合物的塑性剪切阻力与温度的相互关系。直线是用 10.6.1.3 节中模型对数据的拟合。(a)柔性链聚合物；(b)刚性链聚合物(Argon 和 Bessonov，1977a)；(c)DGBEA 环氧聚合物(Yamini 和 Young，1980)

$$-\frac{1}{3}\sum_{j=1}^{3}\lambda_j\mathscr{L}^{-1}(\lambda_j/\lambda_n)\Big] \tag{10-24}$$

式中，$\rho RT/M_c$ 是橡胶链段的剪切模量，λ_i 是主延伸率，λ_n 是聚合物的单轴受控伸长，分子的全部取向在该处产生，$\mathscr{L}^{-1}$是 Langevin 函数的逆函数(Boyce 等，1988a)。图 10-28 表明，用式 10-20 到 10-24 计算得到的结果与试验数据之间相互吻合得很好。这些关于塑性阻力的本构关系式、以及应变软化、老化和压力等与塑性阻力的依赖关系已被 Boyce 等(1988a，b，1989)用来处理大应变变形的计算机模拟中的边界值问题。

上述理论模型用来处理结构在稳定状态下的变形是可行的，稳定结构中的变形单元

在温度升高时仅改变了由不弯曲到弯曲过程的变化速率。而当温度接近玻璃化温度时，温度的上升将引起结构上的重大变化，液体状材料的体积分量将有所增加(见 10.4.3 节)此时，需要考虑来源于分子内部的变形阻力，而不仅仅是分子之间的作用力。Robertson(1966，1968)曾在这方面进行过研究，在他使用的理论模型中，用 Boltzmann 统计理论定义出一个结构参考温度 θ(玻璃化温度 T_g 以上)，又用 Williams(1955)等人的玻璃转变自由体积模型定义出有效的变形阻力，由此而计算出剪切应力作用下引起“弯曲的”分子构形的热平衡分布特性。Argon 和 Bessonov(1977a)等曾将他们的模型与 Robertson 的模型作过比较，结论是在接近玻璃化温度 T_g 时，模型能得到较好的结果。

• p. 495 •

10.6.2 玻璃态聚合物的膨胀塑性

正如在 10.3.2.2 节中曾讨论的，某些玻璃态聚合物在拉伸状态下会出现银纹现象，并导致塑性膨胀变形。从分子水平上来考虑，材料出现银纹或是不出现银纹的响应目前还不十分清楚，但是已经知道有两个基本条件对银纹的萌生是必须的。首先，能产生银纹的聚合物材料绝大多数具有柔性的分子链结构，能得到相当高程度的无序状态分子结构，由此能产生非常高的原子水平上的应力(Theodorou 和 Suter，1986a，b)，而不产生银纹的聚合物大多为刚性链材料，能得到一定程度的近程有序的分子结构，因而相应的原子水平上的无序应力要小得多(Argon 和 Cohen，1990)。其次，不产生银纹聚合物的分子之间的互相缠结程度一般都相当高，可拉伸的程度非常小，因而抑制了纤维状银纹的形成(Kramer，1983)。

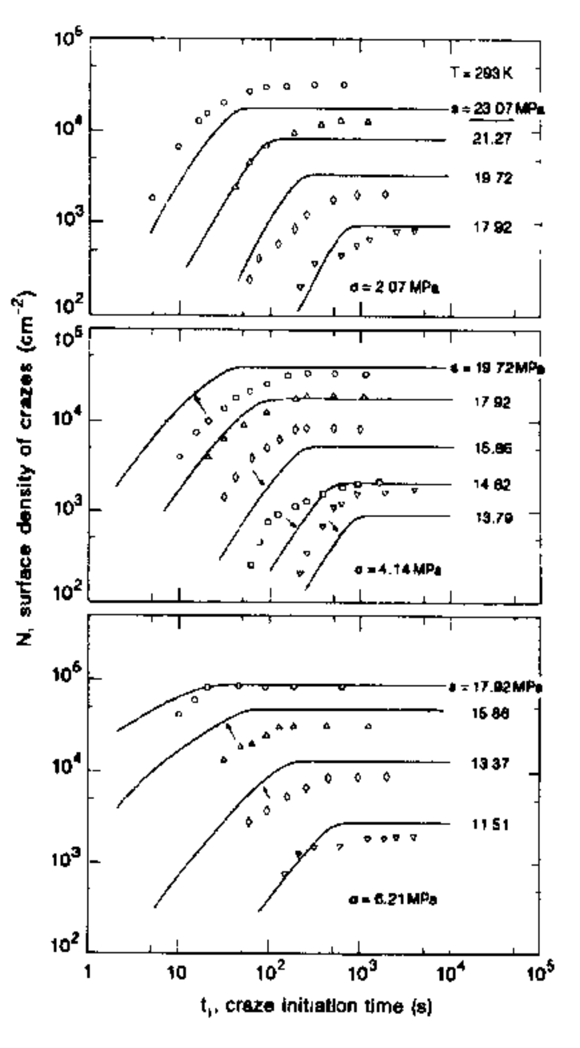


图 10-34 聚苯乙烯的银纹起始时间与室温下不同水平的负压和偏剪切应力之间的关系(Argon 和 Hannoosh，1977)

银纹的萌生是一个速率过程，对偏剪切应力分量 s 和局部应力的负压 σ_m 非常敏感。图 10-34 给出的一组结果表明，当 s 和 σ_m 以不同的形式组合时，银纹萌生时间 t_i 也相应发生变化。所用的材料为聚苯乙烯(PS)，试样表面经过了处理，从微观上可观察到试样表面有一定的粗糙度。这样的条件组合可表示为如下的银纹萌生速率表达式：

$$Rate = \frac{1}{t_i} = C_1 \exp\left(\frac{3\sigma_m}{2QY} - \frac{C_2}{s}\right) \tag{10-25}$$

式中的 C_1,C_2 和 Q 是材料参数[$T=295\text{K}$ 时,$C_1=1.66\times10^7\text{s}^{-1}$;$C_2=0.095\text{GPa}$;$Q=0.0133$(Piorkowska 等,1990)]与上述的试验结果值一同被用来进行室温下的聚苯乙烯的性能分析;式中的 Y 是拉伸塑性阻力。Argon 和 Hannoosh(1977)曾对上述表达式从机制上进行过解释。

• p. 496 •

正如 10.3.2.2 节中所讨论的,带有膨胀变形的银纹数量增加时,固体聚合物持续地向海绵状或纤维状的材料转变,由于拉伸应力正好作用在银纹面上,因此银纹的边界不断发生位移。这种转变的过程曾被处理成界面的旋转过程(Argon 和 Salama,1977;Kramer,1983),由此而得出总的银纹应变速率的公式如下:

$$\dot{\varepsilon}_c = \varepsilon^T \frac{d}{dt}(Ah) \tag{10-26}$$

式中,A 是单位体积内的银纹总面积,h 是银纹的原始厚度,其拉伸变形的应变为 ε^T。在银纹的萌生阶段,银纹厚度趋于不变,即

$$\dot{\varepsilon} \rightarrow \varepsilon^T h \rho v_{ct} \tag{10-26a}$$

式中,ρ 是单位体积内的活化银纹的前沿长度,而 v_{ct}是银纹前沿扩展速率,其方向与拉伸应力的方向垂直。在银纹的后期阶段,单位面积内的银纹总面积维持相对稳定后,银纹的宽度由于边界的位移有所增加时,此时的银纹应变速率为

$$\dot{\varepsilon}_c \rightarrow \frac{2\varepsilon^T}{1+\varepsilon^T} A v_{cb} \tag{10-26b}$$

式中,v_{cb}是在拉伸应力 σ 的方向上的银纹边界扩展速率,加入因子 2 的原因是,当银纹的两个边界向外移动时,银纹的厚度会有所增加。银纹的前沿扩展速度和银纹边界扩展速率与所加应力 σ 在动力学上存在相互依赖关系,因此得出(Argon 和 Salama,1977;Piorkowska 等,1990)

$$v_{cb} = \alpha v_{ct} = \\ = \alpha v_0 \frac{\hat{Y}}{\sigma} \exp\left\{-\frac{\Delta G_0}{kT}\left[1-\left(\gamma'_n \frac{\sigma}{\hat{Y}}\right)^{5/6}\right]\right\} \tag{10-27}$$

式中,$\hat{Y}[=0.133\mu/(1-\nu)]$是玻璃态聚合物的绝热塑性阻力,$\lambda'_n$ 是银纹材料定向的硬化延伸率,v_0 是前置速率常数,α 是试样的几何形状常数,ΔG_0 是塑性流动的有效激活自由能[式(10-26b)]。对于 PS 而言,上述常数在室温下具有以下数值:$\alpha=0.282$;$v_0=1.23\times10^6\text{m/s}$;$\Delta G_0/kT=44.7$;$\lambda'_n=1.85$(Piorkowska 等,1990)。

有关银纹塑性的其它问题,如聚合物的类型和分子量以及其它因素对银纹的影响,读者可参阅由 Kausch(1983,1990)编辑出版的两个文集。最后必须指出的是,当银纹的产生使聚合物由连续状态向非连续状态转变时,并且在不产生银纹断裂的应力水平上控制银纹产生过程,一般都会产生总体上较大的应变(Volynskii 和 Bakeev,1984)。

10.6.3 玻璃态聚合物的塑性流动模拟

10.6.3.1 分子结构模型

与 10.4.3 节中讨论的原子玻璃的情况一样,聚合物玻璃中的塑性变形时的分子结构的变化可用计算机进行很好的模拟。

·p.497·

考虑到聚合物玻璃中的分子主链上的原子间相互作用,会发现原子间的相互分离和原子间键角的挠曲是非常困难的。相反,分子基团绕一个化学键的旋转却比较容易,只需克服一个微弱的反向扭转力矩,使得分子链在围绕主链旋转时变得十分柔顺。这样,作为一级近似模拟,主链上的化学键是不延伸的,而键角也不会挠曲。此外,在密集分布的分子链中,某一分子链段靠 van der Waals 作用力能与另一分子链段发生相互作用。曾有人根据这种理论化的假设,采用某种扭转势能和 van der Waals 作用力原理,通过静态能量最小化方法,模拟出几种玻璃态聚合物的分子结构。这些聚合物包括聚丙烯(PP)(Theodorou 和 Suter,1985,1986a,b)、聚氯乙烯(PVC)(Ludovice 和 Suter,1991)、双酚 A 型聚碳酸酯(PC)(Hutnik 等,1991a)。图 10-35 给出一种典型玻璃态聚碳酸酯的分子构象,图中显示的是一个单个的分子,分子量为 4.53kg/mol。在一个具有周期性的边界条件的正立方体内,分子构象呈现出许多种不同的形状。在这个图中,原子半径的尺寸作了减小处理,便于对结构进行观察。这种分子结构是如何根据原子间相互作用力的原理模拟出来的,有关的技术问题由于太复杂而不在本文作详细讨论。有兴趣的读者可参阅上面给出的参考文献。应着重指出的是,由模拟得到的这些分子结构,在分子分布密度,X-射线散射因子,内聚能量密度以及弹性性能等方面,与实际的试验结果都相互吻合得很好。这些分子结构都具有相当高的原子水平上的应力,应力的均方根值与弹性模量本身具有相同的数量级。相对于原子玻璃,它们的原子水平上的应力几乎要高出 3 倍。在下一节中我们将讨论玻璃态聚碳酸酯中的分子链段松弛的模拟。分子链段松弛在聚碳酸酯的分子内耗过程中以及在聚丙烯的纯剪切大变形过程中起着重要的作用。

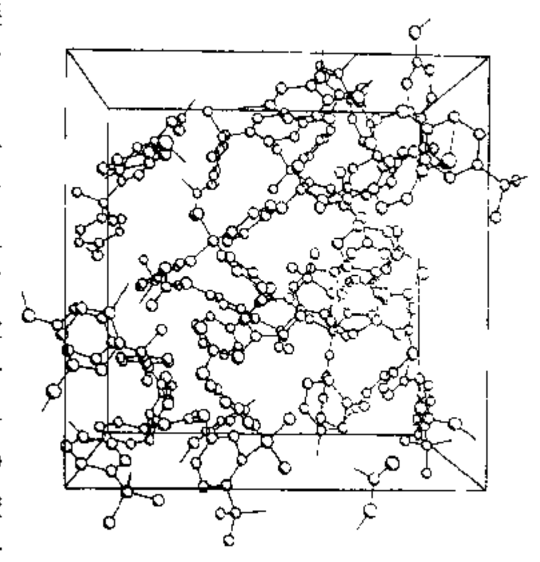


图 10-35 一种典型的双酚 A 型聚碳酸酯玻璃的分子结构构象(Hutnik 等,1991a)

·p.498·

10.6.3.2 双酚 *A* 型聚碳酸酯的链段松弛

在图 10-27 中给出的聚碳酸酯的内耗谱上,有一个称之为 β 松弛的损耗峰,一般认为此峰的出现与一个局部化的剪切松弛过程有关。这个过程包含了,至少是部分包含了苯环的旋转,或者是包含了其它的原子基团围绕分子主链比如说碳酸基团链的构象重新排列。这些可能性的变化曾由 Huntic 等(1991b)进行过研究,在如图 10-35 所示的模型中,在一个选定的苯环上加上一个旋转的增量,并使苯环每边上的化学键的旋转角固定不变,然后使整个结构的能量重新最小化。这种处理的结果最后或者导致苯环真正的旋转,或者使得碳酸酸酯基团附近的分子链段进行一定程度上的重新排列。上述任何一种情况,都会使得整个反应过程中的势能分布呈现出一个最大的能量区,它表示分子链局部稳态的柔顺性。

图 10-36(a)和图 10-36(b)分别给出了苯环旋转时的两种性能的累积分布和频率分布，这两种性能分别是局部势能陷阱的曲率 a 和峰值势能位垒 ΔE。如果把苯环在它的势能陷阱中的旋转考虑成一个简单的谐振器，则它的频率因子可表示为

$$\nu_G = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2a}{J}} \tag{10-28}$$

而总的旋转转变速率 R(苯环旋转平均等候时间的倒数)则为

$$R = \nu_G \exp\left(-\frac{\Delta E}{RT}\right) \tag{10-29}$$

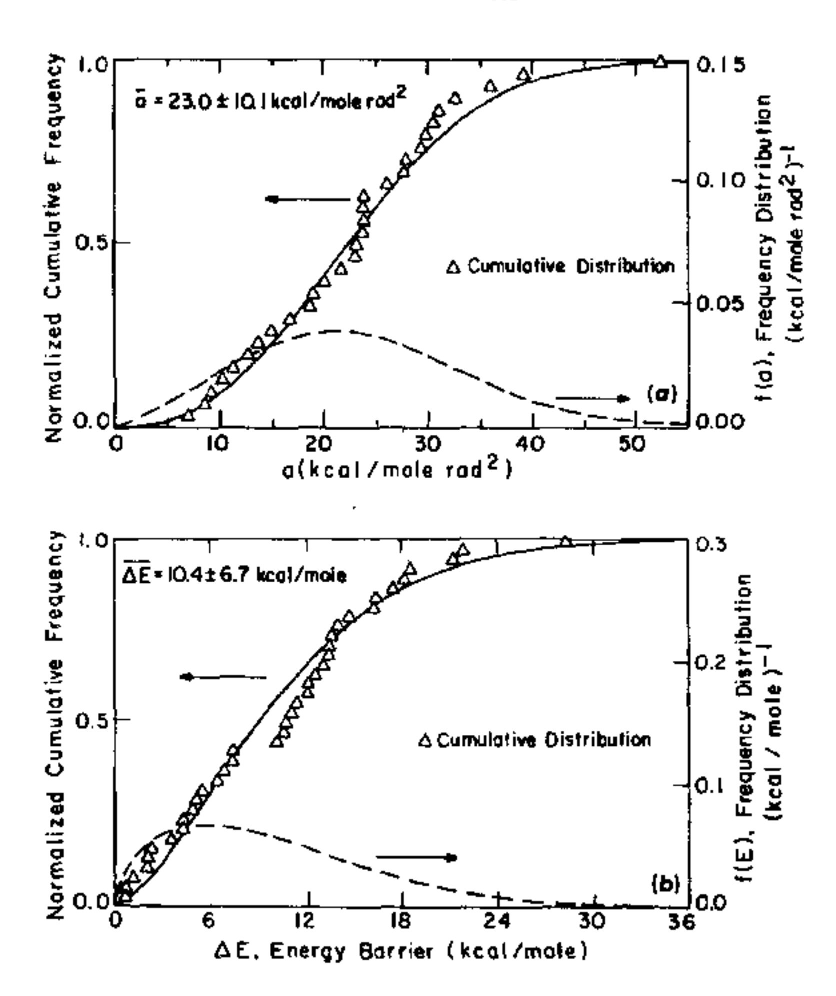


图 10 36　聚碳酸酯中苯环旋转的能量特征。
(a)苯环势能陷阱的曲度的累积分布和频率分布；
(b)苯环旋转的峰值能量位阻分布(Hutnik 等,1991a)

• p. 499 •

式中，J 是苯环旋转的转动惯量矩。如果 10-29 式中取值适当，则可由 10-28 式算出平均的 $\bar{a}$=23kcal/mol • rad^2(1 cal＝4.1816J)，υ_G＝2.3×10^{12}Hz。由计算机模拟得到的势能位垒平均值 $\overline{\Delta E}$＝10.4±6.7kcal/mol 与核磁共振试验(NMR)得到的试验结果值 9.1 到 12.0kcal/mol 的范围非常接近。图 10-36(b)中给出的能量分布却显示了一个十分宽的范围，最高值接近 30kcal/mol。在溶液中，一个独立的分子中的苯环的内部作用势能位垒值

仅为 3kcal/mol 左右。由此可知，苯环旋转的势能位垒主要来自分子间的相互作用。可以认为，这种围绕苯环旋转的链段运动的研究结果是非常有价值的。

用计算机对碳酸酯基团的重新排列进行模拟，同样得到一个相当宽的能量位垒分布特性，$\overline{\Delta E}$为 10.1±6.5kcal/mol。

由计算机模拟得到的苯环旋转和碳酸酯基团重新排列的位垒能量要比试验结果值 7kcal/mol 高出许多。当材料受到一个周期性变化的应变条件影响时，很显然它将选择一个具有较低的势能位垒的松弛过程予以响应。用计算机对大应变塑性变形的模拟结果初步表明，聚碳酯酯中的局部剪切松弛同样包含有可观的苯环旋转的成分在内。所以，考虑到模拟所施加的旋转为上限值，模拟所得到的结果与滞弹性阻尼试验仍有一致性。

10.6.3.3 聚丙烯的大应变塑性剪切

用分子量为 2.698kg/mol 的聚丙烯(PP)进行模拟，得到的分子结构模型与图 10-35 所示的聚碳酸酯的分子结构模型相似，当温度为 233K($=T_g-20$K)时、具有一定的密度和热性能。在分子结构的正立方体的一边加上一个 2×10^{-3}拉伸变形，而在横向方向上施加一个-2×10^{-3}的变形，使立方体处在纯剪切状态下而体积维持不变(Mott 等，1992)。当结构处在完全平衡状态下时，由变形增量而引起的每个原子的原子结点应力张量和应变增量张量可以计算出来。图 10-37(a)给出了偏拉伸应力-应变曲线，由 9 次模拟试验的平均值得出，每次模拟试验都计算了一种分子构型的体积平均应力和应变。而图 10-37(b)所示的偏拉伸应力-应变曲线仅是由一种分子构象得到的。后一条曲线仅能代表一个非常小的体积单元的变形行为，在变形开始时表现出一个很高的原子水平上"应力噪音"，而这种"应力噪音"在图 10-37(a)中的 9 次模拟结果平均值中却低得多。由图 10-37(a)中可以看出，当应变达到约 5%时，材料显示出明显的屈服行为，应变达到约 10%时，出现一个宽化的流动转变，这之后材料不出现任何硬化现象。该图还表明，系统的压力单调地增加，直到变形量达到约 10%为止，这是因为玻璃材料的变形呈膨胀特性，在体积不变的情况下材料本身得到增强。在图 10-37(a)中，由一种分子构象得到的曲线表现出很多的"噪音"。材料在开始阶段并不体现出明显的由弹性到塑性的转变，当应变达到 10%时，却出现一个非常明显的可恢复的滞弹性特征。随着应变的继续增加，材料中柔性部分的所有空穴都被机械力极化，阶段性地呈现出弹性行为，由此而得到一个总体上的应力应变斜线，最后当总体应变达到某个量时，材料突然出现一个不可逆的塑性松弛的急剧下降。图 10-38 给出了一种"峰值图"，它显示了 153 个主链上的每个碳原子在 100 个应变阶段上的偏原子应变增量的变化。由图可以看出，在整个应变范围内，仅有 7 个应变加载阶段上出现塑性应变上的重大变化，而且几乎是在所有的原子结点上都有所体现。而在其它 93 个应变加载阶段上，应变的增加非常小，基本处在基础水平上。有人曾用某些试验技术，如步进立体成像技术，对塑性应变出现重大变化时的分子链段运动作过深入的研究，结果表明，真正的链段松弛很难在试验中观察到，但在体积为 $6.0\times10^{-27}m^3$ 的整个模拟单元内却能得到非常有意义的有关松弛的信息。在用体积为 $4.7\times10^{-26}m^3$ 的单元进行模拟时，也得到了类似的结果，但分散性要小得多，这说明分子中不能伸展的化学键和不能挠曲的键角，在一个具有足够大的体积单元内通过复杂的旋转方式，同样能适应塑性变形中的剪切应变。为证实这一点，首先，可通过塑性应力的下降计算出剪切应变 γ^T 的变化分布，结果

• p. 500 •

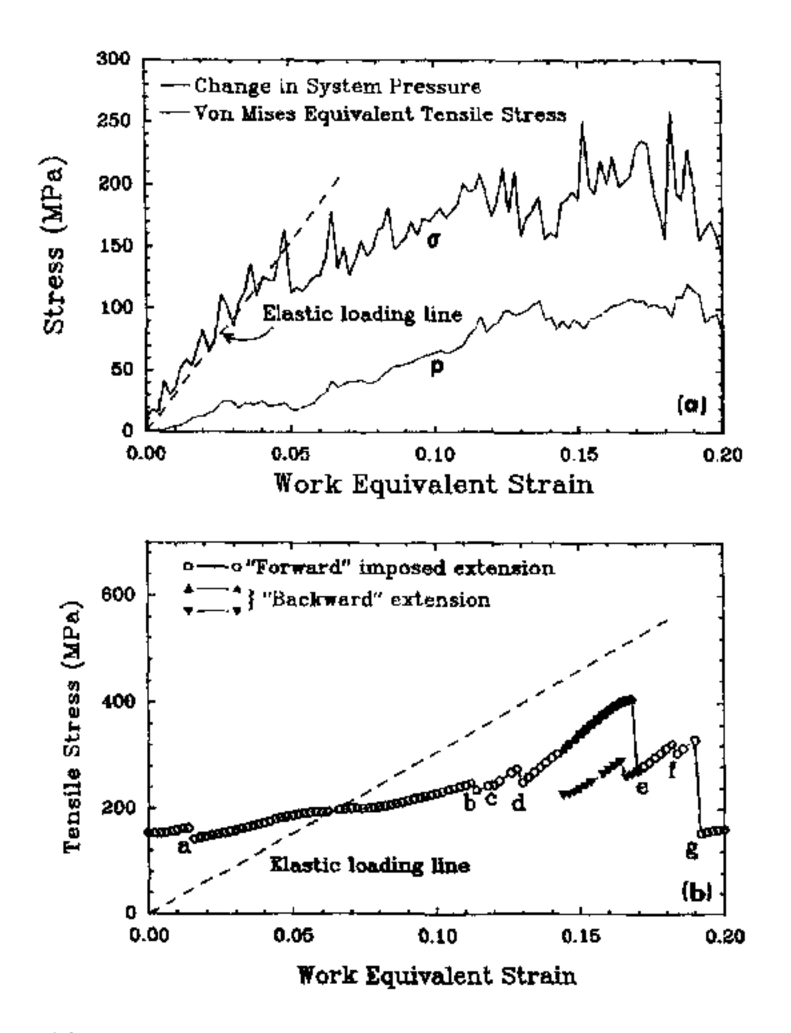


图 10-37　聚丙烯在 253K 时的应力应变关系的模拟结果。
(a)9 次分子构象模拟的平均结果，下面的一条曲线表明了由于变形的膨胀特性，使得材料的系统压力增加而体积维持不变；(b)一次分子构象的模拟结果(Mott 等，1992)

如图 10-39 所示。这种分布的平均值 $\gamma^T=0.037\pm0.035$，具有较宽的范围。然后，将这个计算的结果值与表 10-3 中给出的激活体积的试验数据相比较。由于试验测得的激活体积值是剪切应变 γ^T 和产生了松弛的那部分体积 Ω_c 的乘积，如果假设 γ^T 的平均值与图 10-39 中给出的聚丙烯的激活体积值近似相等，则可以计算出表 10-3 中给出的所有聚合物的激活体积值。由计算机模拟算出的 Ω_c 在表 10-3 中的最后一列给出，它表明塑性松弛的产生确实需要各链段在一个较大的体积单元内的协同运动。

• p. 501 •

有人也曾用纯剪切模拟来研究当轴向拉伸应变在 0%—20%的大范围内时的分子链段取向过程中的速率问题。发现在背景"噪音"水平上没有出现分子链段取向。由此可以认为，玻璃态聚合物中的塑性变形在开始阶段与原子玻璃的塑性变形极为相似。两者都产生了变形的局部区域化。但是在玻璃态聚合物中，弹性应变-能量-贮存剪切变形表现出较

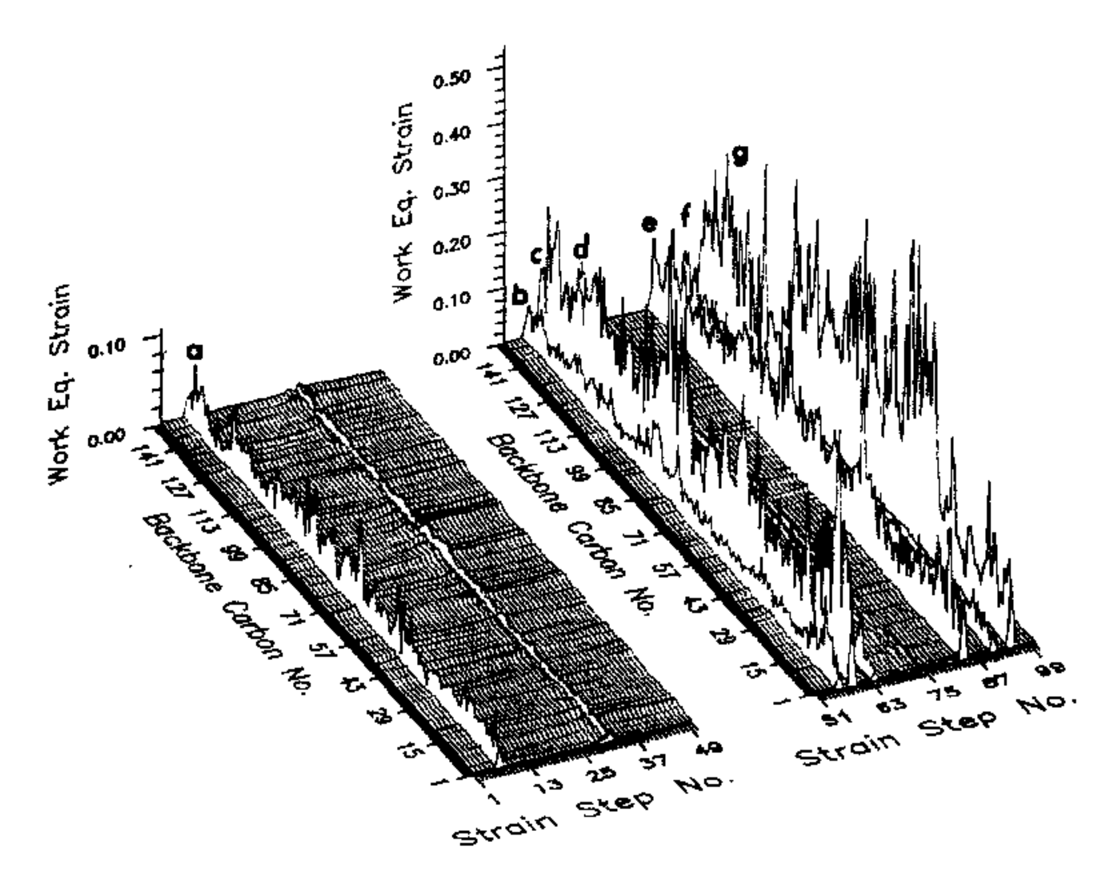


图 10-38　聚丙烯分子中按主链原子顺序排列的塑性应变增量的变化关系

这是由图 10-37(b)给出的应力-应变曲线得出的相应结果，两图经比较后发现，在整个分子链上，由 a 到 g，每一个塑性应力的下降都对应有一个“塑性的激活点”(Mott 等，1992)

小的局部化现象，这是因为链状的分子对运动起到某种限制作用。由于玻璃化温度以上的分子变形得以完全恢复，导致分子排列熵的降低而产生自由能恢复，但这种自由能在达到变形的最后阶段以前并不形成。所有这些结论已由 Oleynik(1990)进行的变形量热试验和后变形的 DSC 试验所证实。

· p. 502 ·

在用计算机对玻璃态聚合物在拉伸状态下的分子运动的进行部分模拟时，Yannas 和 Luise(1983)曾按照分子的伸直运动，即所谓的“Strophon”分子运动原理，用原子间的配对势能来计算过塑性变形阻力。前面那些计算机模拟表明“Strophon”分子运动这个观点很有意义。

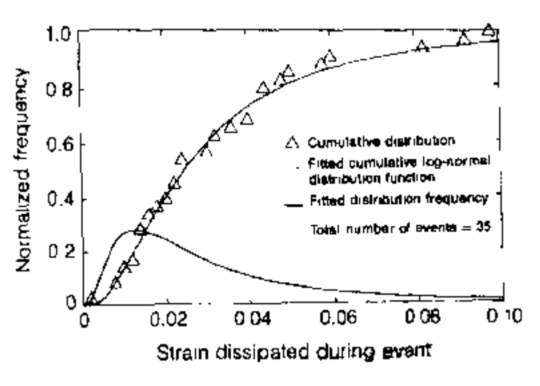


图 10-39　由塑性应力下降而计算出来的剪切应变的分布特性，应力下降数据由图 10-37a 中的应力-应变曲线给出，本图同时给出累积分布和频率分布(Mott 等，1992)

10.7 玻璃的断裂

10.7.1 断裂不稳定性

自从 Griffith(1920,1924)的开创性工作之后,裂纹和缺陷在单调载荷下对脆性断裂所起的作用已被广泛地研究过。一些固体在断裂时往往会产生一些塑性变形,为了更好地理解它们的断裂行为,有必要对 Griffith 的理论进行一些修改,有关这方面的研究曾引起许多学者的兴趣。其中 Orowan(1949)和 Irwin(1948)等人很早就开始了这方面的研究并建立了这方面的断裂力学分支学科。他们发现,断裂力学的一个很重要的问题就是如何正确处理结构单元中的断裂不稳定性的条件问题。这是一个非常复杂的问题,本章不予以讨论。有关断裂更为详细的讨论,有兴趣的读者可参阅本卷由 Riedel 撰写的第 12 章。我们发现对于一个较低水平的非弹性变形,当一个固体中的裂纹扩展时,断裂的不稳定性可以用不同的方式来表征。一是用临界的应力强度因子 $K_{\rm I}$;也可用裂纹根部的临界裂纹张开位移 $\delta_{\rm co}$;或者是临界能量释放率 $G_{\rm I}$。在平面应变状态下,采用拉伸试验测得的一些性能参数,就可以用下列公式来进行计算。

$$K_{\rm I} = \sigma(\pi a)^{1/2}F/(a/w) \tag{10-30}$$

$$\delta_{\rm co} = \alpha K_{\rm I}^2/(YE) \tag{10-31}$$

$$G_{\rm I} = -\partial U/\partial a = [(1-\nu)^2/E]K_{\rm I}^2 \tag{10-32}$$

在公式(10-30)-(10-32)中,σ 是拉伸应力,a 是半裂纹长度,$F(a/w)$是一个与试样宽度有关的函数(当 $a/w\to 0$ 时,$F\to 1$),Y 是没有应变-硬化的拉伸屈服强度,E 是杨氏模量,ν 是泊松比,α 是单位量级常数,U 是受拉试样的总势能。函数 $F(a/w)$曾用大量的试样进行过计算,试样做成不同的形状以及不同的裂纹长度对试样宽度比,这些计算结果从以下的文献中均可查阅到(Paris 和 Sih,1965;Tada 等,1973;Rooke 和 Cartwright,1976)。当温度低于 T_g 时,玻璃在断裂时的非弹性变形仅局限在裂纹尖端前沿(小范围的屈服),上述 3 个计算式具有同样的有效性。当温度非常接近于 T_g 时,玻璃变得更加柔软和坚韧,因而非弹性变形在裂纹扩展以前扩大到一个较大的范围,此时则需要用非线性公式来处理这类断裂问题。但有关这方面的内容已超出本文的范围,因此不作深入的讨论。有兴趣的读者可参阅 Hutchinson(1979)的有关著述。

• p. 503 •

本文所感兴趣的是断裂的机制问题,用这些机制来解释当这些作用力函数达到一个什么样的临界水平时使得各种玻璃的断裂出现。

断裂过程需要一个裂纹,当外加作用力增加到足够大时,这个裂纹能克服材料的阻力而在试样内扩展。从试验上不难证明(Argon,1977),作为弥补试验强度值与内聚强度之间差距的裂纹,不能由热运动形成而应由其它过程产生。对金属玻璃与氧化物玻璃和玻璃态聚合物来说,这些过程具有不同的复杂性和重要性。更为特殊的是热塑性玻璃态聚合物,裂纹形成过程需要银纹萌生。在银纹转变为不稳定的裂纹之前,银纹会产生足够大的膨胀应变。Argon(1980)曾就玻璃中在应力作用下超临界裂纹的形成并导致断裂的各种过程进行过全面系统的研究。有关这类问题的相关内容,有兴趣的读者可参阅第 9 卷的第

13 章。

10.7.2 立体网状分子结构玻璃的断裂

Criffith(1920)在他的有关断裂的经典著作中曾首次阐述了氧化物玻璃中的裂纹扩展问题。他指出，当弹性能量释放速率与产生新鲜断裂表面所需的能量相等时，或者是象Orowan(1934)后来所指出的那样，当原子尺度上裂纹尖端前沿的集中应力达到玻璃的理论内聚强度时 σ_{ic}时，裂纹就开始扩展。根据 Kelly 等(1967)以及 Rice 和 Thomson 等(1974)的分类，氧化物玻璃属脆性固体一类，它们的裂纹扩展不是由任何一种塑性变形引起的。因此计算氧化物玻璃的临界应力强度因子的公式应为

$$K_{Ic} = (2E\chi)^{1/2} = \sigma_{ic}(b\pi)^{1/2} \tag{10-33}$$

式中，E 为杨氏模量，χ 为表面自由能，b 是原子间距。对大多数无机玻璃面言，表面能约在 0.5－1.5J/m^2 的范围内(Griffith，1920)，面杨氏模量约为 70GPa，因而它们的临界应力强度因子 K_{Ic}大约在 0.3－1.0MPa・m$^{1/2}$的范围内，这个值与 Criffith(1920)所测得的 0.28MPa・m$^{1/2}$的值非常接近。试验所用的材料为普通的苏打玻璃，例如用 0.692SiO_2，0.12K_2O，0.009Na_2O，0.118AL_2O_3，0.045CaO，0.009MnO 等，试样采用有预置裂纹的玻璃管或球形玻璃泡。自那以后，很多类似试验都得到了这样的结果。

10.7.3 金属玻璃的断裂

正如由图 10-17 所表示的那样，金属玻璃的断裂是由空穴化过程引起的，它包含了一种"弯月型"的不稳定扩展过程。材料表面下较深处的剪切带终止的部位，通常是但不一定总是裂纹藉以继续向前扩展的起始区。这是因为变形产生的多余的自由体积降低了塑性阻力，这种断裂如从机制上来考虑，基本上是一种延性开裂，如图 10-40 所示。断裂首先在一组整齐排列的手指头状的突出物之间的裂纹前沿开始，然后穿透裂纹前沿区进入材料内部，这种开裂情况与简单流体的分离情况类似。

图 10-41a 表明了这种断裂过程是如何发生的，试验所用的材料是 $Pd_{80}Si_{20}$玻璃，图 10-41b 表明了这种玻璃断裂表面的"弯月型"特征。Argon 和 Salama(1976)曾对一种非线性流体的"弯月型"的分离过程作过研究，由此而得出计算断裂韧性 K_{Ic}的公式

・p.504・

$$K_{Ic} = \left[\frac{24\pi^3\sqrt{3}B(n)\chi E}{\alpha}\right]^{1/2} \tag{10-34}$$

式中，$\alpha \simeq 2.7$，是一个数字常数，它是临界裂纹张开位移对拉伸屈服应变和临界塑性区尺寸乘积的比。在金属玻璃中，当温度很低时，应变速率对流动应力的敏感性很差，此时的 $B(n) \simeq 1.2$。此外，大多数金属玻璃

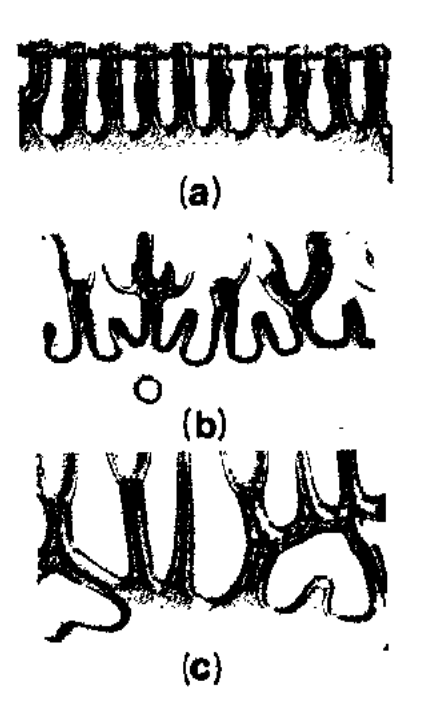


图 10-40 一种流体在两个玻璃平板中间以"弯月型"的方式向前流动时所产生的表面回旋特征图案，由(a)到(c)表明了不稳定的状态过程

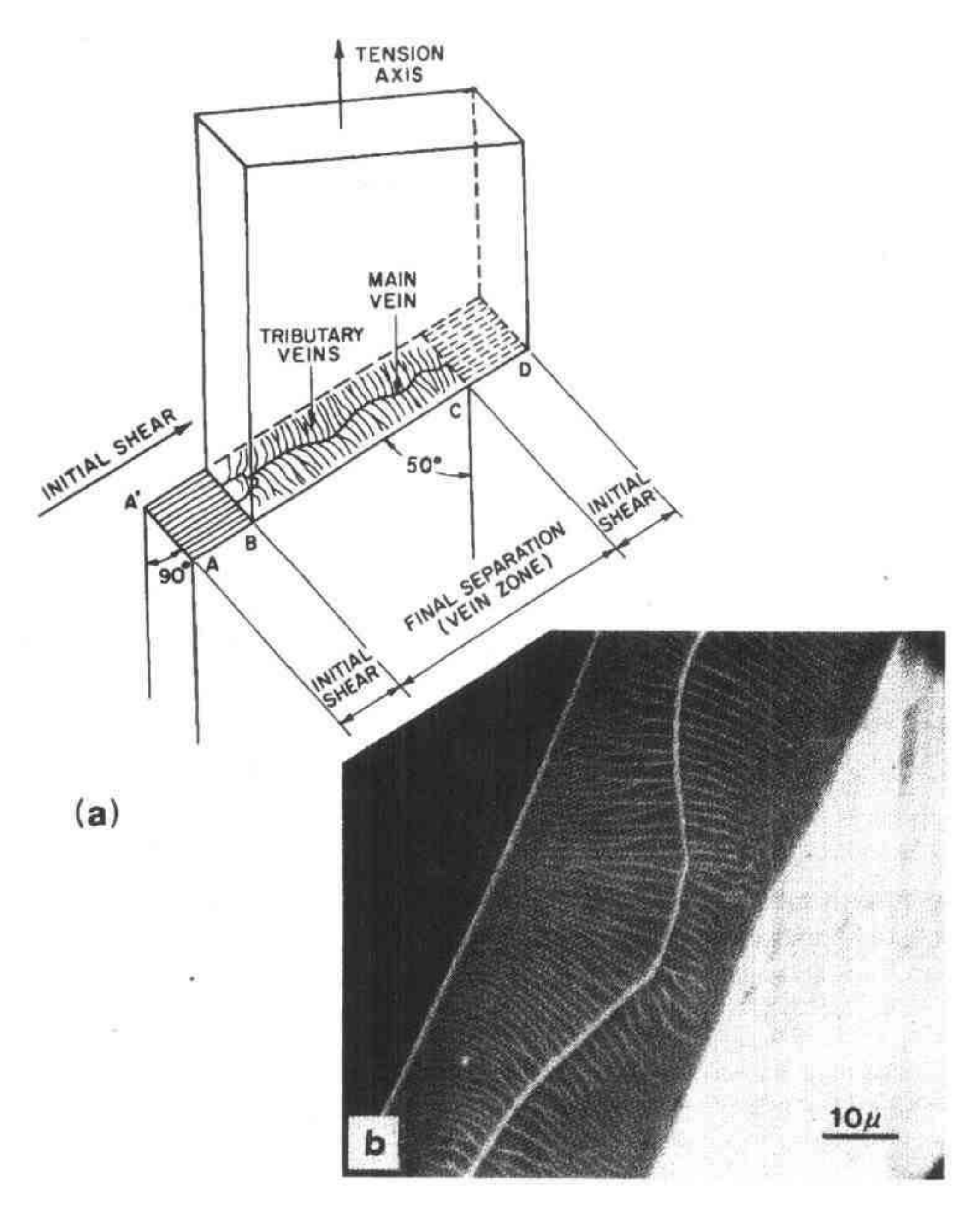


图 10-41　由裂纹尖端前沿"弯月型"回旋图案的扩展来说明的断裂过程的形成。(a)沿一个集中的剪切带而形成的断裂的部位；(b)带有特征开裂形貌的断裂表面(Megusar 等，1979)

的杨氏模量约为 140GPa，拉伸屈服应力为 2.5GPa，而表面能约为 2J/m^2，则它们的断裂韧度 K_{Ic}约为 10MPa m$^{1/2}$。Davis(1976)曾进行过大量的平面断裂韧性试验，用带有预置裂纹的金属玻璃进行疲劳裂纹扩展，他发现这些玻璃的断裂韧性值处在 9.5MPa·m$^{1/2}$($Ni_{49}Fe_{29}P_{14}B_6Si_2$玻璃)到 12.65 MPa·m$^{1/2}$($Fe_{80}B_{20}$玻璃)的范围之间。这些试验数据与"弯月型"裂纹扩展模型得到的计算值极为接近。金属玻璃的热处理致脆的问题，读者可参阅第 9 卷第 9 章第 9.4.3 节。

10.7.4 热塑性玻璃态聚合物的断裂

在热塑性玻璃态聚合物中，当银纹转变成最大临界裂纹时，或当其它的外来物或较大的表面不规则性起到最大临界裂纹的作用时，都将导致灾难性的结果。在裂纹扩展过程中，在裂纹尖端的非弹性变形，使得裂纹变成钝头状。这个非弹性变形中既包含了塑性流动，又包含了新萌生的银纹。新萌生银纹的塑性区尺寸 R_p 由小范围屈服理给出，即

• p. 505 •

$$R_p = a(\sigma/Y)^2 \qquad (10\text{-}35)$$

式中的各种符号在前面已经有了定义。当银纹状物质断裂开始时(一般从一个杂夹物上形成，这种情况已在前面的图 10-7 中有了讨论)，或当邻近的银纹因塑性流动和撕裂形成了一系列的开裂时，裂纹开始扩展 Kramer (1983)及 Argon 和 Cohen(1990)等人曾对这种由外部或内部缺陷引起的银纹断裂的过程进行过详细的讨论。在大多数情况下，当应力强度因子 K_I 达到它的临界值 K_{Ic}时，将出现不稳定性的断裂。

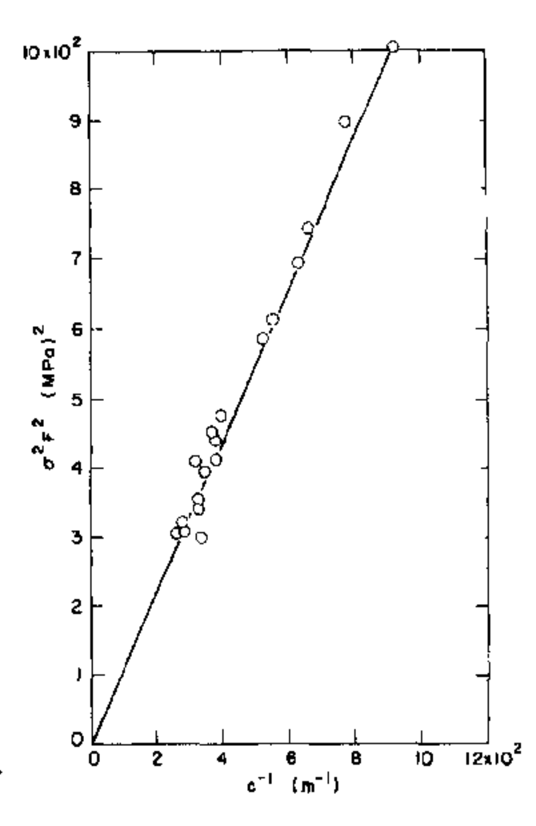


图 10-42 聚苯乙烯(PS)原始裂纹长度与断裂应力的相互关系，直线的斜率给出断裂韧度 K_{Ic}值(Williams，1977)

Williams(1977)曾对许多玻璃态聚合物的平面应变断裂条件作过系统的研究，发现玻璃态聚合物中的断裂基本上由它们的临界应力强度因子所控制。图 10-42 中所示的聚苯乙烯的断裂即是一种典型情况。通过考察图 10-42 中直线的斜率与温度的关系可以知道，聚苯乙烯的临界应力强度因子似乎与温度变化的关系不大。有关聚合物断裂力学更详细的讨论，读者可参阅 Williams(1984)的有关论著。

10.8 致 谢

多年来，作者在进行无定形介质的研究时，曾得到多方面的支持，其中要特别提到的是 NSF 提供的基金项目：DMR-77-22753；DMR-85-17224；DMR-84-18718；DMR-87-19217；DARPA/ONR 提供的研究合同项目 N00014-86-K-0768 以及 Allied Signal Corporation 连续提供的学位基金。作者还愿借此机会对参考文献中所提到的众多的同事所给予的帮助表示深切的感谢。

10.9 参考文献

Argon, A. S. (1968), *J. Appl. Phys. 39*, 4080.

Argon, A. S. (1973a), in: *The Inhomogeneity of Plastic Deformation*. Metals Park: ASM, p. 161.

Argon, A. S. (1973b), *Phil. Mag. 28*, 839.

Argon, A. S. (1977), in: *Surface Effects in Crystal Plasticity:* Latanision, R. M., Fourie, J. F. (Eds.). Leyden: Noordhoff, p. 383.

Argon, A. S. (1979), *Acta Metall. 27*, 47.

Argon, A. S. (1980), in: *Glass: Science and Technology*, Vol. 5: Uhlmann, D. R., Kreidl, N. J. (Eds.). New York: Academic Press, p. 79.

Argon, A. S. (1981), in: *Dislocation Modeling of Physical Systems:* Ashby, M. F., Bullough, R., Hartley, C. S., Hirth, J. P. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, p. 383.

Argon, A. S. (1982), *J. Phys. Chem. Solids 43*, 945.

Argon, A. S. (1985), in: *Rapidly Solidified Metals*, Vol. 2: Steeb, S., Warlimont, H. (Eds.). Amsterdam: North Holland, p. 1325.

Argon, A. S. (1986), in: *Strength of Metals and Alloys*, Vol. 3: McQueen, H. J., Bailon, J.-P., Dickson, J. I., Jonas, J. J., Akben, M. G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, p. 2007.

Argon, A. S., Bessonov, M. I. (1977a), *Phil. Mag. 35*, 917.

Argon, A. S., Bessonov, M. I. (1977b), *Polym. Eng. Sci. 17*, 174.

Argon, A. S., Cohen, R. E. (1990), in: *Advances in Polymer Science*, Vol. 91/92: Kausch, H. H. (Ed.). Berlin: Springer, p. 301.

Argon, A. S., Hannoosh, J. G. (1977), *Phil. Mag. 36*, 1195.

Argon, A. S., Kuo, H.-Y. (1979), *Mater. Sci. Eng. 39*, 110.

Argon, A. S., Kuo, H.-Y. (1980), *J. Non-Cryst. Solids 37*, 241.

Argon, A. S., Salama, M. M. (1976), *Mater. Sci. Eng. 23*, 219.

Argon, A. S., Salama, M. M. (1977), *Phil. Mag. 36*, 1217.

Argon, A. S., Shi, L.-T (1982), *Phil. Mag. A 46*, 275.

Argon, A. S., Shi, L.-T. (1983), *Acta Metall. 31*, 499.

Argon, A. S., Megusar, J., Grant, N. J. (1985), *Scripta Metall. 19*, 591.

Bernal, J. D. (1964), *Proc. Roy. Soc. A 280*, 299.

Berry, B. S. (1978), in: *Metallic Glasses*. Metals Park: ASM, p. 161.

Born, M., Huang, K. (1954), *Dynamical Theory of Crystal Lattices*. Oxford: Clarendon Press.

Boyce, M. C., Parks, D. M., Argon, A. S. (1988a), *Mech. Mater. 7*, 15.

Boyce, M. C., Parks, D. M., Argon, A. S. (1988b), *Mech. Mater. 7*, 35.

Boyce, M. C., Parks, D. M., Argon, A. S. (1989), *Intern. J. Plast. 5*, 593.

Cohen, M. H., Grest, G. S. (1979), *Phys. Rev. B20*, 1077.

Davis, L. A. (1976), in: *Rapidly Quenched Metals:* Grant, N. J., Giessen, B. C. (Eds.) Cambridge: M.I.T. Press, p. 369.

Davis, L. A. (1978), in: *Metallic Glasses*. Metals Park: ASM, p. 190.

Deng, D., Argon, A. S. (1986a), *Acta Metall. 34*, 2011.

Deng, D., Argon, A. S. (1986b), *Acta Metall. 34*, 2025.

Deng, D., Argon, A. S., Yip, S. (1989a), *Phil. Trans. Roy. Soc. A 329*, 549.

Deng, D., Argon, A. S., Yip, S. (1989b), *Phil. Trans. Roy. Soc. A 329*, 575.

Deng, D., Argon, A. S., Yip, S. (1989c), *Phil. Trans. Roy. Soc. A 329*, 595.

Deng, D., Argon, A. S., Yip, S. (1989d), *Phil. Trans. Roy. Soc. A 329*, 613.

Doyle, M. J., Maranci, A., Orowan, E., Stork, S. T. (1972), *Proc. Roy. Soc. A 329*, 137

Egami, T., Vitek, V. (1983), in: *Amorphous Materials: Modeling of Structure and Properties:* Vitek, V. (Ed.), New York: AIME, p. 127.

Eshelby, J. D. (1957), *Proc. Roy. Soc. A 241*, 376.

Finney, J. L. (1970a), *Proc. Roy. Soc. A 319*, 479.

Finney, J. L. (1970b), *Proc. Roy. Soc. A 319*, 495.

Frost, H. J. (1982), *Acta Metall. 30*, 889.

Gaskell, P. H. (1983), in: *Topics in Applied Physics: Glassy Metals II*, Vol. 53: Beck, H., Güntherodt, H.-J. (Eds.). Berlin: Springer, p. 5.

Gerling, R., Schimansky, F. P., Wagner, R. (1988), *Acta Metall. 36*, 575.

Gerling, R., Schimansky, F. P., Wagner, R. (1989), *Acta Metall. 37*, 2961.

Gilman, J. J. (1968), in: *Dislocation Dynamics:* Rosenfield, A. R., Hahn, G. T., Bement, A. L., Jaffee, R. I. (Eds.). New York: McGraw-Hill, p. 3.

Griffith, A. A. (1920), *Phil. Trans. Roy. Soc. A 221*, 163.

Griffith, A. A. (1924), *Proc. Intern. Congr. Appl. Mech. 1st*. Delft: p. 55.

Haward, R. N., Thackray, G. (1968), *Proc. Roy. Soc. 302*, 453.

Hope, P. S., Ward, I. M., Gibson, A. G. (1980), *J. Mater. Sci. 15*, 2207.

Hutchinson, J. W. (1979), *Nonlinear Fracture Mechanics*. Lyngby, Denmark: Technical U. Denmark.

Hutnik, M., Gentile, F. T., Ludovice, P. J., Suter, U. W., Argon, A. S. (1991a), *Macromolecules 24*, 5962.

Hutnik, M., Argon, A. S., Suter, U. W. (1991b), *Macromolecules 24*, 5970.

Irwin, G. R. (1948), in: *Fracturing of Metals*. Metals Park: ASM, p. 147.

Jones, G. O. (1948), *Reports Prog. Phys. 9*, 136.

Kausch, H. H. (Ed.) (1983), *Advances in Polymer Science*, Vol. 52/53. Berlin: Springer.

Kausch, H. H. (Ed.) (1990), *Advances in Polymer Science*, Vol. 91/92. Berlin: Springer.

Kelly, A., Tyson, W. R., Cottrell, A. H. (1967), *Phil. Mag. 15*, 567.

Kocks, U. F. (1966), *Phil. Mag. 13*, 541.

Kocks, U. F., Argon, A. S., Ashby, M. F. (1975), in: *Prog. Mater. Sci.:* Chalmers, B., Christian, J. W.,

Massalski, T. B. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, Vol. 19.
Kramer, E. J. (1983), in: *Advances in Polymer Science*. Vol. 52/53: Kausch, H. H. (Ed.). Berlin: Springer, p. 1.
Ludovice, P. J., Suter, U. W. (1991), *Macromolecules*, in press.
Maeda, K., Takeuchi, S. (1982), *J. Phys. F12*, 2767.
Marsh, D. M. (1964a), *Proc. Roy. Soc. A279*, 420.
Marsh, D. M. (1964b), *Proc. Roy. Soc. A282*, 33.
McCrum, N. G., Read, B. E., Williams, G. (1967). *Anelastic and Dielectric Effects in Polymeric Solids*. New York: Wiley.
Megusar, J., Argon, A. S., Grant, N. J. (1979), *Mater. Sci. Eng. 38*, 63.
Megusar, J., Argon, A. S., Grant, N. J. (1982), in: *Rapidly Solidified Amorphous and Crystalline Alloys:* Kear, B. H., Giessen, B. C., Cohen, M. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, p. 283.
Morito, N., Egami, T. (1984), *Acta Metall 32*, 603.
Mott, P., Argon, A. S., Suter, U. W. (1992), *Phil. Mag.*, submitted.
Oleynik, E. F. (1990), in: *High Performance Polymers:* Baer, E., Moet, S. (Eds.). Munich: Hauser, p. 79.
Orowan, E. (1934), *Z. Kristallog. 89*, 327.
Orowan, E. (1949), *Reports Prog. Phys 12*, 185.
Pampillo, C. A., Chen, H. S. (1974), *Mater. Sci. Eng. 13*, 181.
Paris, P. C., Sih, G. C. (1965), in: *Fracture Toughness Testing and Its Applications*. Philadelphia: ASTM, STP-381, p. 30
Piorkowska, E., Argon, A. S., Cohen, R. E. (1990), *Macromolecules 23*, 3838.
Rice, J. R., Thomson, R. (1974), *Phil. Mag. 29*, 73.
Robertson, R. E. (1966), *J. Chem. Phys. 44*, 3950.
Robertson, R. E. (1968), *Appl. Polym. Symp. 7*, 201.
Rooke, D. P., Cartwright, D. J. (1976). *Compendium of Stress Intensity Factors*. London: H.M. Stationery Office.
Rudnev, S. N., Salamatina, O. B., Voenniy, V. V., Oleynik, E. F. (1990), *Colloid and Polym. Sci. 268*, 1.
Spaepen, F. (1977), *Acta Metall. 25*, 407.
Srolovitz, D., Vitek, V., Egami, T. (1983), *Acta Metall. 31*, 335.
Suresh, S. (1991), *Fatigue of Materials*. Cambridge: Harvard University Press.
Tada, H., Paris, P. C., Irwin, G. R. (1973), *The Stress Analysis of Cracks Handbook*. Hellertown: Del Research Corp.
Taub, A. I. (1980), *Acta Metall. 28*, 633.
Taub, A. I., Spaepen, F. (1979), *Scripta Metall. 13*, 195.
Taub, A. I., Spaepen, F. (1980), *Acta Metall. 28*, 1781.
Taylor, G. I. (1950), *Proc. Roy. Soc. 201*, 192.
Theodorou, D. N., Suter, U. W. (1985), *Macromolecules 18*, 1467.
Theodorou, D. N., Suter, U. W. (1986a), *Macromolecules 19*, 139.
Theodorou, D. N., Suter, U. W. (1986b), *Macromolecules 19*, 379.
Vitek, V. (Ed.) (1983), *Amorphous Materials: Modeling of Structure and Properties*. New York, AIME.
Volynskii, A. L., Bakeev, N. P. (1984), *Highly Dispersed Oriented State of Polymers* (in Russian). Moscow: Chimia Publ.
Williams, J. G. (1977), *Polym. Eng. Sci. 17*, 144.
Williams, J. G. (1984), *Fracture Mechanics of Polymers*. New York: Halsted-Wiley Press.
Williams, M. L., Landel, R. F., Ferry, J. D. (1955), *J. Amer. Chem. Soc. 77*, 3701.
Yamini, S., Young, R. J. (1980), *J. Mater. Sci. 15*, 1814.
Yannas, I. V., Luise, R. R. (1983), in: *The Strength and Stiffness of Polymers:* Zachariades, A. E., Porter, R. S. (Eds.). New York: Marcel Dekker, p. 255.
Ziman, J. M. (1979), *Models of Disorder*. Cambridge: Harvard University Press.

一般阅读资料

Argon, A. S. (1981), in: *Glass: Science and Technology*, Vol. 5: Uhlmann, D. R., Kreidl, N. J. (Eds.). New York: Academic Press, pp. 79–132.
Davis, L. A., Hasegawa, R. (1981), in: *Metallurgical Treatises:* Tien, J. K., Elliot, J. F. (Eds.). New York: AIME, pp. 301–320.
Deng, D., Argon, A. S., Yip, S. (1989), *Phil. Trans. Roy. Soc. 329*, pp. 549–640.
Egami, T., Vitek, V. (1983), in: *Amorphous Materials: Modeling of Structure and Properties:* Vitek, V. (Ed.). New York: AIME, pp. 127–145.
Kramer, E. J. (1983), in: *Crazing in Polymers: Advances in Polymer Science*. Vol. 52/53. Kausch, H. H. (Ed.). Berlin: Springer, pp. 1–56.
Spaepen, F., Taub, A. I. (1983), in: *Amorphous Metallic Alloys:* Luborsky, F. E. (Ed.). London: Butterworths, pp. 231–256.
Williams, J. G. (1984), *Fracture Mechanics of Polymers*. New York: Halsted-Wiley.

11 循环变形与疲劳

Subra Suresh
Division of Engineering, Brown University, Providence, RI, U. S. A.
(张诗捷译　陶春虎校)

目录

符号与缩语表

a	裂纹长度[1]
a^*	裂纹扩展迟滞的距离[1]
a_0	短裂纹向长裂纹转变的临界裂纹尺寸
A_f	循环强度系数
A_m	单拉强度系数
b	伯格斯矢量的模
$\bar{b}$	疲劳强度指数
$\bar{c}$	疲劳延性指数
C	Paris 公式中的材料常数
d_{trap}	刃型位错的湮灭距离
da/dN	疲劳裂纹扩展速率
da/dt	裂纹速率
D	周期性偏转的裂纹的斜弓段长度
E	杨氏模量
G	应力分量 σ_{ij}和 α_{ij}的函数
ζ	应变能释放率
h_T	转变区的高度
H	表征屈服表面扩张的 λ 的标量函数
J	Rice 的积分
K	应力强度因子
$K_{\mathrm{I}},K_{\mathrm{II}},K_{\mathrm{III}}$	分别为 Ⅰ 型，Ⅱ 型，Ⅲ 型应力强度因子
K_{Ic}	Ⅰ 型平面应变断裂韧度
K_c	断裂韧度
K_{eff}	有效的 K 值
K_{max},K_{min}	分别为最大和最小的 K 值
K_f	疲劳缺口系数

1) 原文中有误，将 a 与 a^* 颠倒。— 译者注

ΔK_0	门槛应力强度因子范围的名义值
ΔK_{th}	本构阈应力强度因子范围
m	Paris 公式中的材料常数
n	n_m 的倒数
N	疲劳循环数
N^*	瞬变裂纹扩展的循环数
N_f	失效循环数
n_m	单拉应变硬化指数
n_f	循环应变硬化指数
P	载荷
q	缺口敏感系数
r	径向距离
r_p	单拉塑性区尺寸
r_c	循环塑性区尺寸
R	应力比（$=K_{min}/K_{max}$）
S	周期性偏转的裂纹的直弓段长度
T	Rice 积分中的拉应力矢量
T	非奇异性应力
u	Rice 积分的位移矢量
V_{eff}	转变区的体积
Y	几何修正因子
α_{ij}	表征屈服表面平移的应力分量
γ_{pl}	塑性分切应变
δ_{cz}	裂纹尖端处银纹的最大张开量
δ_{ij}	Kronecker δ
ε	应变
ε_e	弹性应变
ε_f'	疲劳延性指数
ε_p	塑性应变
ε_T	总应变
$\Delta\varepsilon_b$	Bauschinger 应变
λ	与塑性应变相关的标量
μ	剪切模量
ν	泊松比
ν_c	循环频率
χ	错配比
σ	应力
σ_a	应力幅

σ_B	背应力
σ_{cz}	银纹化出现处的应力
σ_e	疲劳极限
σ_f	疲劳强度系数
σ_F	正向变形时的净屈服应力
σ_{for}	可动位错与不动位错的交错对总强度的贡献
σ_{th}	门槛应力幅
$\tilde{\sigma}_{ij}$	极角 θ 的泛函数
σ_R	反向变形时的净屈服应力
σ_u	极限拉伸强度
σ_y	单拉屈服强度
σ_y'	循环屈服强度
σ_o	固溶硬化对总强度的贡献
$\Delta\sigma_b$	Bauschinger 应力
θ	极坐标角
τ_R^s	饱和时的分切应力
τ_s^*	面心立方单晶的应力-应变曲线平台区中 τ_R^s 的峰值
C. S. S	循环应力-应变
b. c. c	体心立方
CTOD	裂纹尖端张开位移
DBG	不连续增长带
f. c. c	面心立方
h. c. p	密排六方
HCF	高周疲劳
LCF	低周疲劳
PMMA	有机玻璃
PSB	驻留滑移带
PSZ	局部稳定二氧化锆
PTFE	聚四氟乙烯
PVC	聚氯乙烯
S-N curve	应力-寿命曲线，Wohler 曲线
TRIP	相变诱发塑性

• p. 513 •

11.1 引　　言

工程材料对循环变形和对波动载荷作用下裂纹萌生与成长的敏感性是许多工程应用中一个相当重要的课题。工程术语"疲劳"通常指的是由于应力或应变的反复作用而引起材料性能发生变化，特别是当这些变化导致了开裂或失效的时候。有关工程材料疲劳的研究大约已经有150年的历史。尽管它与工业实际中设计思想和工程方法的发展密切相关，但是材料疲劳研究本身无疑已经成为科学研究领域中的一门主要学科。随着人们对先进的非金属材料和复合材料兴趣的增加，疲劳研究的课题也将会继续快速地增加。

循环载荷导致材料失效存在不同的阶段。每一个疲劳过程又进一步划分为循环损伤和裂纹萌生相继发生的不同阶段。如果材料破坏完全由外加波动载荷引起，则整个失效过程称为机械疲劳。当相对于位移的小的振动和表面之间的滚动接触与交变应力共同发生时，相应的失效过程分别称为微振磨损疲劳或滚动接触疲劳。材料承受波动载荷并同时伴随有侵蚀性环境和高温，则分别引起腐蚀疲劳和蠕变疲劳。

在一个承受交变载荷的理想无缺陷的高纯度材料中，疲劳损伤的发展一般分为下列阶段：(i)材料的微观结构和亚结构发生不可逆改变，并伴随着循环硬化或软化；(ii)微观缺陷的萌生；(iii)通过微观缺陷的增长和连结形成主导的宏观裂纹；(iv)宏观裂纹的亚临界扩展；(v)材料最终失效或失稳。从工程设计中疲劳寿命预测的观点看，明确地规定疲劳裂纹的萌生阶段是一项极为具有挑战性的任务。因为解决这项任务需要面临这样一个事实，即在力学载荷、微观结构和疲劳材料所处的环境上的很小一点改变都会对疲劳裂纹萌生和扩展速率产生强烈的影响。因此，当前工业中采用的几种疲劳设计思想的基本差别就在于以哪一种方法定量地考虑裂纹萌生和裂纹扩展阶段。

本文旨在提供有关微观机制和循环变形力学以及有关材料中的疲劳裂纹萌生和疲劳裂纹扩展等方面的综述。由于篇幅所限，无法对本章中讨论的所有问题给出全部细节并列举全部来源，然而，对这个专题范围中的主要问题介绍了各方面的观点，并列出了大量相关的参考文献，以便使感兴趣的读者能够容易地接触到专题的细节和原始来源。本章力图在综述疲劳问题的各种处理方法的同时，对于每种方法的突出特点和局限性进行讨论。虽然绝大部分关于疲劳问题的结果都是适用于延性金属和合金的，但本评述也介绍了对金属所建立的疲劳概念在非金属脆性固体如陶瓷，和在部分结晶体和非晶体如聚合物中的推广应用。

• p. 514 •

11.2　循环变形力学和机制

有关疲劳损伤起源微观机制的实验研究可追溯到 Ewing 和 Humfrey(1930)的工作。这些研究检查了瑞典的铁制件中沿滑移面发生的疲劳失效。此后，电子显微镜的发展对材料循环变形机制的研究有很大贡献。本节着重从微观组织和亚结构的改变以及连续力学的观点等方面讨论循环变形现象。

11.2.1 延性单晶体中的循环硬化

有关循环变形的最确切的概念是通过对高纯度材料特别是面心立方金属单晶的研究工作发展起来的。对韧性单晶材料进行循环载荷试验的常用方法是采用恒定的塑性切应变幅。对一个充分退火的面心立方单晶施加全反复循环应变时，甚至在初始的几个循环中便会引起快速硬化。在分切应力随分解切应变而变化的典型应力-应变曲线上，这种硬化行为表现为当疲劳循环数增加时流变应力急剧增加(对固定的塑性分切应变幅)。随着疲劳循环继续进行，快速硬化的速率逐渐减小并达到一个“饱和”状态。除饱和起始点外，应力-应变滞后回线达到一个稳定的形状，进一步疲劳循环时仍保持不变。

对疲劳损伤的铜单晶进行透射电镜观测(Basinski 等，1969；Hancock 和 Grosskreutz，1969)发现，在循环加载初始阶段发生的快速硬化起因于聚积在主滑移面上位错的启动。随着疲劳循环数的增加，在紧密相间的平行滑移面上异号刃型位错相互作用形成一个偶极子网，称为束集、网络或环。

全反复的(相当于拉-压)疲劳载荷不会引起滑移系统相对于加载轴的任何旋转。由于塑性变形会产生数量近似相等的正负刃型位错，在循环应变幅比较低时，网络也不产生长程内应力。由于存在交滑移的可能性，正负螺位错不会累积到能够形成网络的程度。应力诱发的交滑移(在反号的紧密相间的螺位错之间发生)致使大部分螺位错湮灭。

• p. 515 •

室温下的网络结构具有大约 $10^{15}m^{-2}$的位错密度和 30nm 的平均间距。网络具有拉长的形状，长轴平行于主位错线，横截面(室温下铜大约为 1.5μm)是等轴的并垂直于长轴。网络被“通道”所分隔，通道中的位错密度要比网络内的小三个数量级。通道中也有螺位错，它们在循环应变的作用下前后运动。由于网络的增加(随循环变形的进行，可达体积的 50%)，造成了对主滑移系统上位错运动的阻碍作用，导致快速硬化。图 11-1 给出了铜单晶在 77.4K 下循环到饱和时基体网络结构的一个例子。伯格斯矢量沿[101]方向，显微照片是主滑移面视图。

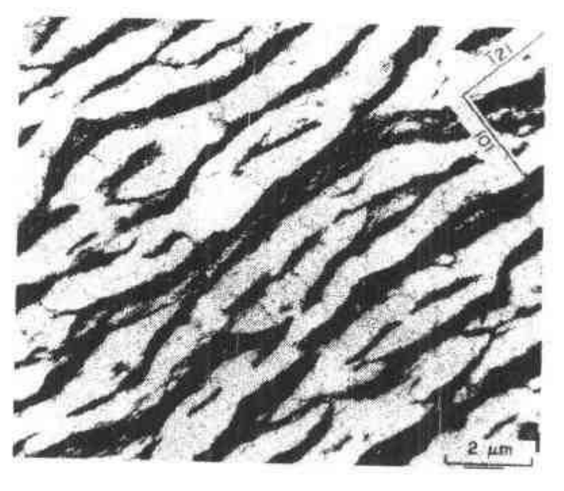


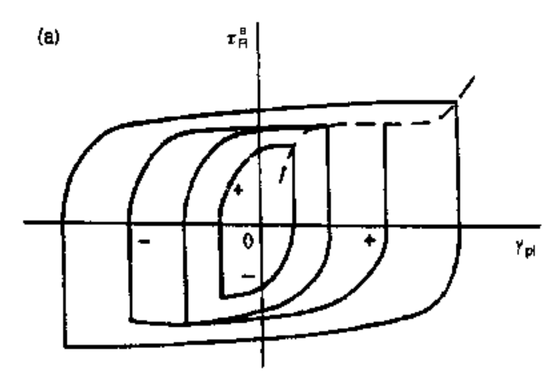
图 11-1 77.4K 下疲劳的 Cu 单晶中的位错环斑纹。主滑移面视图，柏氏矢量沿[101]方向(Basiniski 等，1980)

与位错网络结构相关的基本特征长度是网络中刃型位错的平均间距。该尺寸与刃型位错的作用距离 d_{trap}相关，

$$d_{trap} \leq \frac{\mu b}{8\pi(1-\nu)\tau_R^S} \tag{11-1}$$

式中，μ 是剪切模量，b 是伯格斯矢量的模，ν 是泊松比，τ_R^S 是饱和时的分切应力。取室温下铜的典型值，即 $\mu b = 11J \cdot m^{-2}$，$\nu = 0.33$，$\tau_R^S = 28MPa$，则 $d_{trap} \leqslant 24nm$(Neumann，1983)。这一结果与通过位错密度测量所估计出的值 30nm 非常接近。类似地，通道宽度($\approx 1.5\mu m$)大致等于在切应力 τ_R^S 影响下通过 Orowan-Frank-Read 机制产生的位错环的直径。

11.2.2 f.c.c.单晶体的循环应力-应变曲线



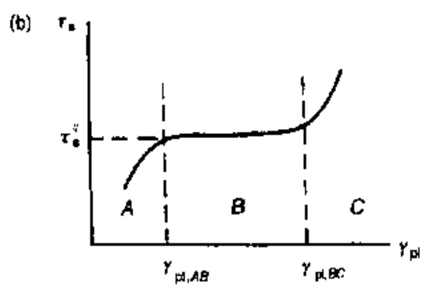


图 11-2 (a)稳态滞后回线饱和时的分剪切应力与分塑性切应变曲线。延性单晶饱和时的应力-应变曲线为连接滞后环端点的虚线；(b)应力-应变曲线的不同区域(Mughrab,1978)

如上节所述，施加疲劳载荷引起流变应力急剧增加(在一个固定的塑性应变幅值下)，其后发生饱和并得到稳定的应力-应变滞后回线。不同的外加塑性切应变幅值对应着不同的饱和滞后回线。图 11-2(a)示出饱和时的分剪切应力 τ_R^S 对分切应变 $\dot{\gamma}_{pl}$ 的曲线图。连接稳态滞后回线的顶点。如图 11-2(a)中的虚线所示，则可得到单晶的循环应力-应变曲线。该循环应力-应变曲线[见图 11-2(b)]：有三个不同的区段(Mughrabi,1978,1980)：(i)*A* 区，在此区内饱和时的分剪切应力 τ_R^S 随塑性分切应变幅 γ_{pl} 的增加而急剧增加。(ii)平台区，也称 *B* 区，此区内 τ_R^S 对于 γ_{pl} 的变化不敏感。由 $\gamma_{pl}=\gamma_{pl,AB}$ 至 $\gamma_{pl}=\gamma_{pl,BC}$ 保持恒值，$\tau_R^S=\tau_S^*$。(iii)*C* 区，与 *A* 区类似，在此区中饱和应力-应变曲线显示硬化行为。表 11-1 列出了不同成分的面心立方单晶在很宽的试验温度范围内承受循环变形时一些典型的应力-应变特性。

• p.516 •

表 11-1 试验温度和成分对面心立方单晶(饱和)循环应力-应变特征的影响

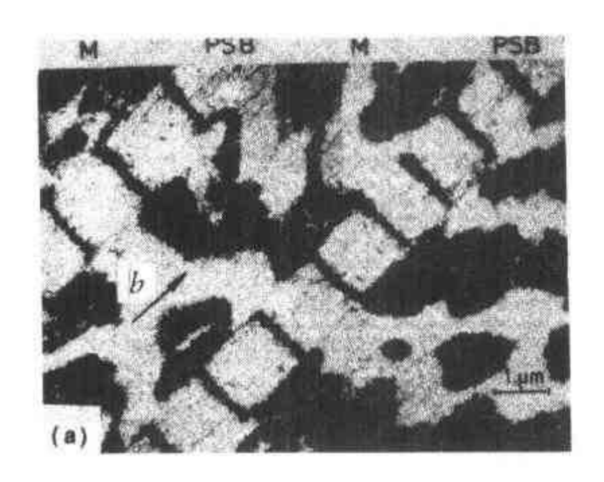
材料	$\gamma_{pl,A,B}$	$\gamma_{pl,BC}$	τ_s^* (MPa)	参考文献
Cu(4.2K)	—	—	73.0	Basinski 等.(1980)
Cu(77.4K)	—	8.0×10^{-3}	48.0	Basinski 等.(1980)
Cu(295K)	6.0×10^{-5}	7.5×10^{-3}	27.5	Mughrabi (1978)
Cu(523K)	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-3}	14.0	Lisiecki 和 Weertman (1990)
Cu-2at.%Al(295K)	1.0×10^{-4}	3.0×10^{-3}	33.0	Wilhelm 和 Everwin (1980)
Cu-5at.%Al(295K)	—		32.0	Woods (1973)
Cu-2at.%Co(295K)	3.0×10^{-4}	5.0×10^{-3}	27.5	Wilhelm 和 Everwin (1980)
Ni(295K)	1.0×10^{-4}	7.5×10^{-3}	52.0	Mughrabi (1978)
Ag(295K)	6.0×10^{-5}	7.5×10^{-3}	17.5	Mughrabi 等.(1979)
Al-1.6 at.% Cu(295K)	1.5×10^{-5}	1.5×10^{-3}	95.0	Lee and Laird (1983)

上节已论及，初始位错的累积是在饱和应力-应变曲线的 *A* 区中所看到的快速硬化的主要原因。在这个塑性应变幅范围内，即 $\gamma_{pl}<\gamma_{pl,AB}$，达到了循环饱和的变形的稳定状态，这是在网络中相互作用的刃位错与通道内或通道间的螺位错之间达到平衡的结果。当塑性切应变幅升高到超出 $\gamma_{pl,AB}$ 之后，循环滑移开始集中于某些滑移带进行。这些带称为

"驻留滑移带"(PSB Thompson 等,1956),因为当去掉试样表面上原来显现滑移的薄层之后,继续疲劳时依旧在与原来相同部位产生滑移带。许多研究结果表明,在 f.c.c. 单晶中驻留滑移带(PSB)是贯穿疲劳试样厚度形成的;在表面上的可见的滑移痕迹只不过是对应于 PSB 在表面处的端头。

• p. 517 •

Cu 在室温下疲劳形成的一个 PSB 是由大约 5000 个滑移面构成的。沿主柏氏矢量 $\boldsymbol{b}$ 起源的 PSB 是由平行排列的位错梯或位错墙组成的。对于单滑移的 Cu 而言,经室温下疲劳后,位错梯大约 0.1μm 厚,几十 μm 深,具有大约 1.3μm 的平均间距,位错墙被通道分隔。在 PSB 墙中的位错密度为 10^{15}—$10^{16}\mathrm{m}^{-2}$的量级,在 PSB 通道中较小,大约要小 2—3 倍。图 11-3(a)是一张 Cu 单晶室温疲劳后基体网络结构(以记号"M"表示)和 PSB 壁结构的透射电镜照片。在该晶体中 PSB 的体积分量线性增加,由 γ_{pl}—$\gamma_{pl,AB}$时为 0,增加到 γ_{pl}—$\gamma_{pl,BC}$时接近 1。由于 PSB 比起周围的基体材料要软得多,B 区中的塑性变形几乎完全由 PSB 提供。对于 Cu,Ni 和 Ag 这几种单晶,也发现(Mughrabi 等,1979)在室温下形成 PSB 的门槛饱和应力 τ_s^* 与剪切模量 μ 之比近似相同($\approx 6.5\times10^{-4}$)。虽然晶体表面上的滑移台阶是与 γ_{pl}成比例形成的,但疲劳加载时驻留滑移带内的位移并不是完全反向的。循环滑移的这个运动不可逆性是疲劳裂纹萌生的主要机制,后面几节将讨论其原因。



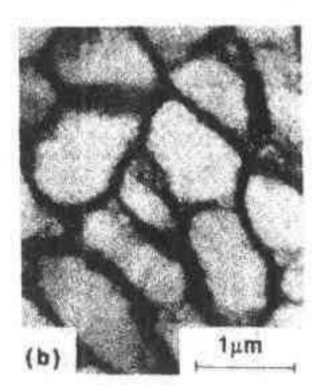


图 11-3 (a)在 $\gamma_{pl}=0.001$ 条件下疲劳的 Cu 单晶中的基体网络结构(M),PSB 壁结构和 PSB 位错壁之间通道中的螺位错的透射电镜金相照片。b 代表主柏氏矢量。所观测的截面垂直于主晶粒面并含有主柏氏矢量(Mughrabi 等,1979);(b)在 $\gamma_{pl}=0.0033$ 的条件下疲劳的多晶体 Cu 中的位错胞(经 Pennsylvania 大学 C. Laird 同意)

虽然已有大量关于位错结构和在 PSB 中变形的文献资料,但迄今人们并未完全了解这些滑移带的真正形成机理。然而近年来在理论基础方面已经取得了一些进展,借助于对位错排列的有限截面的稳态考虑解释了 PSB 中偶极子墙的形成。Neumann(1983,1986)的工作表明,Taylor-Nabarro 网络的有限截面(由正负刃型位错的钻石形平面内排列构成)在某些载荷条件下能够转变成 PSB 的偶极子墙结构。另外,Dickson 等人(1986)指出,位错环堆垛成规则的网络能产生 PSB 所特有的稳定位错组态。

在饱和应力-应变曲线的 B 区后期和 C 区内(即,$\gamma_{pl}>\gamma_{pl,BC}$时),二次滑移的贡献增加,使迷宫和胞结构逐渐发展,从而代替了 B 区早期阶段的 PSB 结构(迷宫结构由两组正

交的位错壁构成，在 Cu 中，迷宫平行于〈100〉方向并具有相等的间距：0.75μm）。起始于 PSB 和基体交界面处的二次滑移通过胞结构的形成而逐渐延伸。Ackermann 等(1984)证实了面心立方晶体在 B 区后期和进入 C 区时亚结构形成的如下次序：含有迷宫结构的基体相-PSB 和迷宫结构-胞结构。图 11-3(b)示出退火的 Cu 多晶体中循环加载至饱和，在 $\gamma_{pl}=3.3\times10^{-3}$时所形成的胞结构。图中所示的胞结构也是在面心立方单晶的 C 区中形成的胞结构的特征。

• p. 518 •

对于发生基面滑移的密排六方晶系材料(Kwadjo 和 Brown，1978)，锗(Scoble 和 Weissman，1973)和 Cu-Zn(Lukáš 和 Klesnil，1973)的疲劳变形，在某些条件下，所讨论的亚结构形成的机制似乎仍然适用。

11.2.3 单晶体中循环变形的一些特征

在韧性单晶材料的循环变形期间，位错网络的形成、变形局限于滑移带以及胞结构的形成等均与单向拉伸变形非常类似。然面，循环应变的施加也引起一些特殊现象。

(i)单调拉伸和循环(拉-压)变形之间最显著的差别表现在自由表面处滑移台阶产生的方式不同。单调加载在试样表面上产生几何形状与“楼梯”类似的滑移痕迹。面循环变形的粗糙表面由“峰”和“谷”构成，它们分别被称为“挤出”和“挤入”。这些降低和升高之处是驻留滑移带在自由表面的出口；

(ii)驻留滑移带的产生(和它的壁结构特点)是循环变形所特有的；

(iii)循环应力-应变曲线中存在饱和区段(图 11-2 的 B 区)，在此区段内峰值分切应力与塑性切应变幅无关，这也是循环变形中所特有的；

(iv)循环变形期间产生的位错和点缺陷的密度显著高于单调拉伸。

• p. 519 •

11.2.4 多晶体金属与合金的循环变形

前面所讨论的有关延性单晶循环变形的微观机制在某种程度上也适用于多晶体。然而在工业用合金中，晶界、夹杂、孔隙或其它微观结构上的复杂性改变了多晶体中循环变形的微观机制。另外，在工业用合金系统中由于各种微观结构不均匀性的存在，会导致在疲劳机制的解释上存在着相当的不确定性。

对多晶体 Cu 疲劳后进行的透射电镜观测结果表明，在接近表面和基体晶粒中，存在着局限于单滑移系内的驻留滑移带仅限于单滑移系内(Winter 等，1981)。这些驻留滑移带含有与前面讨论的单晶中相类似的位错排列。另一方面，虽然一个单 PSB 能横跨单晶的整个横截面，而在多晶体金属中，由于相邻晶粒之间滑移的不协调性，PSB 仅限于各个晶粒中。(然而，PSB 有可能会横切小角度的晶粒边界。)当过渡到高塑性应变幅值时，多晶体也呈现出迷宫和胞结构。

获得多晶体循环应力-应变曲线的方法类似于前述对单晶体材料的方法。在疲劳加载期间，多晶体金属一般表现出循环硬化或循环软化；滞后回线在经过一个起始瞬态变形的“适应”过程之后达到稳定状态。通常获得应力-应变曲线的方法有：(i)在固定的塑性应变幅下进行循环试验；(ii)多级试验，试样在前一级较低的应变水平下试验至饱和之后增加

应变范围继续试验；(iii)增级试验，反复进行线性增加总应变范围的应变幅和线性减小总应变范围的应变幅。与单晶的确定方法非常类似，对于多晶体金属，连接稳态应力-应变滞后回线顶端的轨迹便可划出循环应力-应变曲线(见图 11-2)。图 11-4 示意说明了循环硬化和循环软化材料的应力-应变响应(相对于单拉加载的响应曲线)。大多数工程材料在循环变形期间可观察到如下一般趋势；充分退火的金属由于位错增殖的结果通常表现为循环硬化，而冷加工材料表现为循环软化。Feltner 和 Laird(1967)提出了有关滑移行为在影响循环变形方面的作用的解释。他们的研究表明，对于具有强烈波状滑移倾向的纯金属，其饱和的循环状态与初始状态无关，退火金属(循环硬化)和严重冷加工的金属(循环软化)显示出相同的饱和应力-应变曲线*。另一方面，当存在强烈平面滑移倾向时，退火的和冷加工的条件不能达到通常的饱和状态；它们显示出不同的应力-应变曲线。

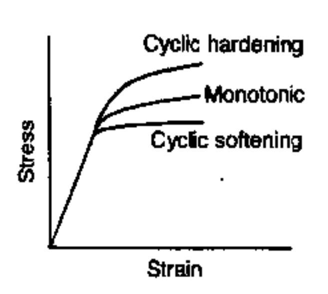


图 11-4 循环硬化和软化的示意图

在沉淀硬化合金中，也能由下列因素引起循环软化，即疲劳诱发的过时效、重溶或亚稳态沉淀物的无序化、非剪切沉淀物的 Ostwald 稳定(见 Brett 和 Doherty 的述评，1978)。

· p. 520 ·

金属材料的应力-应变关系通常用一个弹塑性本构方程表示，

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + \left(\frac{\sigma}{A_m}\right)^{1/n_m} \tag{11-2}$$

式中，A_m 是材料常数，称为单拉强度系数，n_m 是单拉应变硬化指数，E 是杨氏模量，σ 是轴向应力，ε 是轴向应变。n_m 大体上在 0—0.5 范围内变化。(在力学文献中，应变硬化响应通常由指数 $n=1/n_m$ 来表征。对于理想弹塑性材料，$n=\infty$，对于线弹性材料，$n=1$)材料的循环应力应变曲线也可由类似的表达式来描述，即

$$\frac{\Delta\varepsilon}{2} = \frac{\Delta\sigma}{2E} + \left(\frac{\Delta\sigma}{2A_f}\right)^{1/n_f} \tag{11-3}$$

式中，$\Delta\sigma$ 和 $\Delta\varepsilon$ 分别代表循环应力和循环应变范围，A_f 是循环强度系数，n_f 是循环应变硬化指数。对于具有不同微观组织、成分和变形特点的各种金属材料，n_f 只发生很小的变化，大体上在 0.1 和 0.2 之间。

11.2.5 Bauschinger 效应

承受了一定量塑性拉伸变形的延性合金，当再受到反向载荷进入压缩时，反复加载时的初始屈服应力值常常低于继续进行拉伸变形的屈服应力值。这个现象称为 Bauschinger 效应(Bauschinger，1886)。了解引起 Bauschinger 效应的物理过程对于循环塑性的定量模拟是至关重要的。

图 11-5(a)给出了材料在拉伸塑性变形之后紧接着承受反向压缩载荷的应力-应变曲线。应力-应变曲线的 AB 段表示初始的弹性变形，BC 段表示发生了塑性流变。如果现在

---

* Feltner 和 Laird(1967)认为，退火和冷加工金属具有相同的应力-应变曲线可归因于具有高堆垛层错能的金属/合金中交叉滑移倾向的增加。然而，最近 Gerold 等人(1989)的研究指出，固溶合金的滑移模式似乎受短程有序(它有助于平面滑移)控制，受堆垛层错能控制的可能性小一些。

材料被卸载并受到压缩，则 Bauschinger 效应表现为压缩的起始屈服点（即载荷点 E）的应力值较拉伸时 B 点的值低。通常用应力与累积应变量的曲线来表示 Bauschinger 效应，如图 11-5(b)所示，由此图可以容易地显示 Bauschinger 效应的程度（Wilson，1965；Atkinson 等，1974）。如果将拉伸加载线向前推至 C' 点并与反向加载线 EF 相比较，这两条线（几乎平行）之间的应力差表示 Bauschinger 应力 $\Delta\sigma_b$。同样，Bauschinger 应变 $\Delta\varepsilon_b$ 定义为 C 点与反向加载曲线上的对应点 C''（处于外加应力量值相同的位置处）之间应变量之差。

• p. 521 •

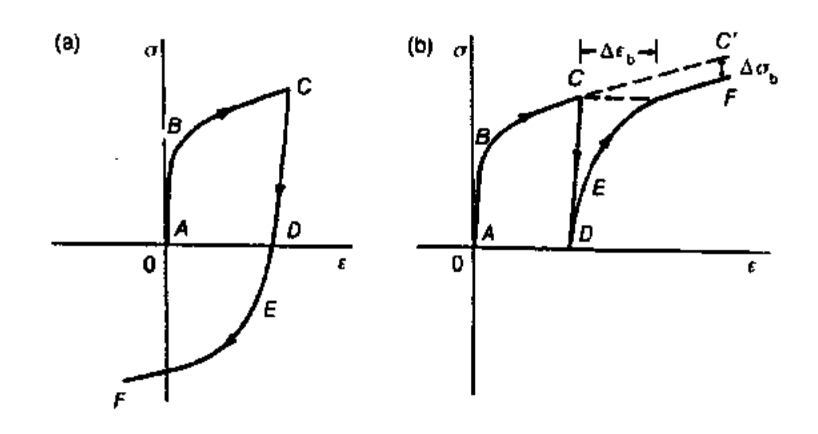


图 11-5 (a)承受单轴加载的延性固体的正向拉伸变形和反向压缩变形；(b)应力对累积应变量曲线以及与 Bauschinger 效应相关的名称

与非共格沉淀强化或弥散强化的金属相比，纯金属通常表现出较小的 Bauschinger 效应。正向拉伸加载时形成的胞壁或亚晶界被反向载荷分解以及 PSB 壁与通道之间应变错位引起的长程内应力是纯金属中产生某些 Bauschinger 应力的主要因素（Mughrabi，1983；Hasegawa 等，1986）。然而，在含有非剪切质点及非共格质点的沉淀硬化合金中和弥散强化的合金中，基于如下几个因素能诱发相当大的 Bauschinger 效应。(i)强度增量 σ_0，它来自固溶强化和使位错线弯曲绕过不可切割的障碍物所需要的应力；(ii)来自林位错与可动位错之间交互作用的贡献，σ_{for}；(iii)质点作用在基体上的背应力或内应力，σ_B（微观水平上不均匀塑性流变的后果）。正向拉伸变形期间的净屈服应力为（Wilson，1965）

$$\sigma_F = \sigma_0 + \sigma_{for} + \sigma_B \tag{11-4}$$

反向加载时，σ_B有助于变形而不是阻碍变形，因而反向屈服应力由下式给出：

$$\sigma_R = \sigma_0 + \sigma_{for} - \sigma_B \tag{11-5}$$

相应的 Bauschinger 应力为

$$\Delta\sigma_b = \sigma_F - \sigma_R = 2\sigma_B \tag{11-6}$$

对许多合金中的 Bauschinger 效应进行了广泛的研究。特别是，对于含有 θ'，s' 和 η 沉淀相的铝合金的研究表明，这些合金存在着明显的 Bauschinger 效应（Wilson，1965；Stoltz 和 Pelloux，1976）。

对 Cu-SiO_2 塑性变形的研究结果表明，在低温和低应变条件下，下列两种因素影响强化：(i)由于围绕着不可切过的质点周围形成 Orowan 环，在基体中建立起一个平均应力，该应力阻碍正的拉伸方向变形；(ii)内应力（有别于初始的 Orowan 应力的附加应力）增

加，被称为“源-缩短应力”，它的产生是由于围绕不可切割质点的 Orowan 环的存在排斥后续位错(Brown 和 Stobbs，1971；Atkinson 等，1974)。Bauschinger 效应在这种弥散强化系统中被诱发是由于 Orowan 环的收缩(Gould 等，1974)或通过棱柱形环的形成和次级位错使 Orowan 环消除(Atkinson 等，1974)。类似的机制也已经用来对颗粒增强和纤维增强金属基复合材料中的 Bauschinger 效应作出了合理的解释(Brown 和 Clarke，1977；Lilholt，1977；Pederson，1990)。

· p. 522 ·

11.2.6 循环变形的连续力学表征

前面讨论了微观水平上的循环变形。然而，循环受载的工程构件设计必然需要有关循环塑性的连续方程的知识。

一般的连续塑性模型具有如下要点(Hill，1950；Malvern，1969)：(a)在一般多轴加载下，提供塑性流变起始准则的屈服条件(即使用 Mises 或 Tresca 屈服条件)；(b)塑性变形期间屈服条件的改变，以便在模型中包括材料应变硬化的准则(如各向同性或动态硬化律)；(c)将应力分量与塑性变形速率相联系的流变准则(如协同流变准则)。

屈服表面均匀膨胀(代表应力空间内的屈服条件)，但其形状或位移不发生改变，这属于各向同性硬化。如果屈服表面的尺寸和形状不发生变化而只是在外法线方向上移动应力空间，则发生动态硬化。可由以下关系描述这两种硬化规律：

$$G(\sigma_{ij} - \alpha_{ij}) - H(\lambda) = 0 \tag{11-7}$$

式中，G 是应力分量 σ_{ij}的函数，α_{ij}表征初始屈服表面的平移量，H 是标量 λ 的函数(相对于塑性应变)；H 是表征屈服表面膨胀的参量。当 H 恒定时，发生动态硬化，当 $\alpha_{ij}=0$ 时，各向同性硬化发生。对于宏观上均匀的金属材料，各向同性硬化模型不能预测 Bauschinger 效应的存在。但动态硬化模型能预测到 Bauschinger 效应的出现，尽管对 Bauschinger 效应的这种预测是基于简单的动态硬化规律(比如 Prager-Ziegler 动态硬化模型)，且与实际实验结果偏离较大(见 Mroz，1967)。

过去几十年中发展了许多连续介质力学模型，对多种工程合金的实验观测结果进行了不同程度的解释和预测。

(i)这些模型中最早的一个是 Masing(1926)提出的，该模型将固体视为由许多弹性-理想塑性单元所组成。这些单元尺寸相同，平行排列，但具有不同的屈服极限。在循环加载条件下，正向和反向加载时单元变形依次对应着不同的滞后环形状。而且，这个平行亚单元模型导出的各类动态硬化行为能够解释沉淀硬化和弥散硬化金属系列在循环变形期间发生的微观结构的变化(Asaro，1975)。

(ii)Mróz(1967)和 Iwan(1967)引入了在应力空间中的嵌套屈服表面(称为“加工硬化模量场”)的概念，试图将已知的动态硬化规律推广到疲劳。这个场指应力空间中加工硬化模量为常量的嵌套屈服表面的组态。这一模型中，尽管每一个单独的屈服而服从线性应变硬化规律，但可得到整体上的非线性循环变形。在单轴变形和多轴变形这两种情况下，对于屈服表面的平移加几条判据，则疲劳特征，如 Bauschinger 效应便得到解释。

(iii)Dafalias 和 Popov(1975)以及 Krieg(1975)提出了循环塑性的双表面模型，该模型在应力空间中以边界表面包围加载表面。建立这些模型是为了解释循环硬化或软化，

Bauschinger 效应和循环蠕变(即在具有非零平均应力的应力控制疲劳过程中,在应力-应变曲线上,变形会逐渐地向平均应变水平增加的方向平移动的一些现象)。采用两个参数表征循环变形:(a)当前加载点相对于应力空间中边界表面的位置;(b)累积塑性功的量。Moosbrugger 和 McDowell(1989)利用各种各向同性硬化和动态硬化解析表达式对循环塑性的双表面模型作了改进。该研究表明,与实验观测相比较,双表面模型对于受到非比例疲劳载荷的不锈钢中的循环变形、与速率无关的塑性,作出了很好的预测。

(iv)发展了内变量概念(Bodner 和 Partom,1975;Chaboche,1986)和各向同性硬化-动态硬化复合模型(White 等,1990)等几种定量地描述循环塑性的连续介质力学模型。

(v)有限元分析方法的运用。采用 Mises 屈服准则和各向同性硬化规律或动态硬化规律进行了金属合金中和金属基复合材料中的循环变形的有限元分析(Llorca 等,1990;White 等,1990)。

通过实验观测结果对上述各种连续介质力学方法进行的评价表明,它们给出了具有不同精度水平的预测。Suresh(1991)提供了对这些模型的最新评述和定量描述。然而,应注意到,上述大多数模型缺乏支持循环变形的机械学形态的微观力学基础。

11.3 疲劳裂纹萌生机制

循环应变时,如果不同的滑动面上产生不同比例的净滑动位移量,则开始是光滑的晶体表面逐渐变得粗糙。这种导致"峰"和"谷"(也分别称为"挤出"和"挤入")出现的表面粗糙是由于循环滑移的动态不可逆性造成的(Forsyth,1953;Wood,1958;May,1960)。"谷"的作用好似一个微观缺口,其存在会进一步加速粗糙化。作为例子,图 11-6a 示出了在 77K 时,塑性切应变幅为 0.002 的条件下疲劳循环 35000 周次后,在 Cu 单晶表面沿主柏氏矢量 b 的方向产生的一个大的挤出物。在图 11-6b 的照片上可以看到在凸起物顶端处的微观的峰与谷,这是一张电子束平行于 b 时拍摄的扫描电子显微照片。

• p. 524 •

PSB 与相邻基体之间的界面能够成为疲劳裂纹萌生的位置,这是因为界面存在较大的位错密度梯度且伴随应变的不协调。利用扫描电子显微镜,许多试验研究已发现(Hunsche 和 Neumann,1986;Na 和 Laird,1989)微观裂纹沿 PSB 与基体间的交界面萌生。图 11-7 给出一张透射电子显微照片,显示多晶体 Cu 中沿着一个 PSB 壁起始的微小疲劳裂纹。

在充分退火的高纯度金属中,表面粗糙和疲劳裂纹萌生的主要原因是循环滑移的动态不可逆性。有各种机制可能引起这种不可逆性:(i)由于交滑移或位错结、位错锁和割阶的形成,致使滑移在疲劳循环的加载段和卸载段分别在不同的滑动面上进行;(ii)滑移的不对称性*起因于晶体形状改变或由于不同面上滑移有不同的背应力;(iii)点缺陷的产

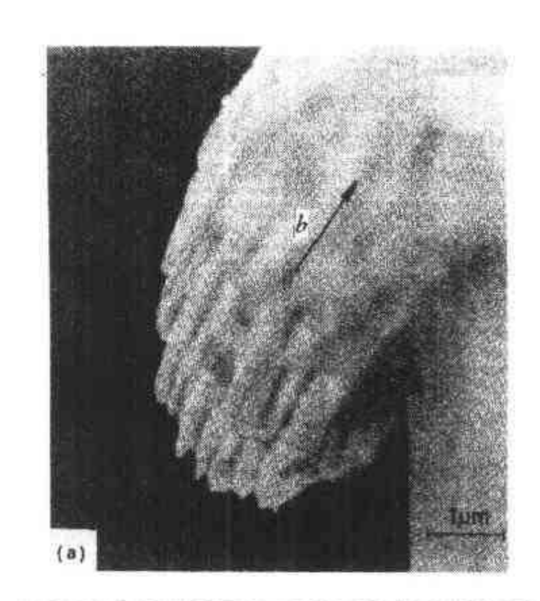
---

* 如果在疲劳循环的拉伸和压缩半周中,滑移分别在不同的滑移面上发生,由于这种滑移的不对称性,必将发生晶体形状的改变。Nine(1973)、Neumann(1975)、Mughrahi 与 Muthrich(1976)以及 Guiu 和 Anglada(1980)对此都有报告,这种几何效应(该效应在体心立方晶体中被观察到,但不是在面心立方晶体中)将柱形晶体的初始圆形横截面改变为椭圆形。循环滑移的运动不可逆性与疲劳时体心立方晶体中由于滑移的不对称性所引起的形状改变相关。

生;(iv)滑移台阶的氧化或新形成的滑移台阶上外来原子的吸附。

· p.525 ·

在多晶体材料和合金中,许多研究却揭示了一些令人困惑的结果。在一叠层状孪晶中,疲劳裂纹在每隔一个孪晶边界处萌生(Thompson 等,1956;Boettner 等,1964;Neumann 和 Tonnessen,1988)。这个观察结果同样也令人感到意外,因为孪晶边界是所有晶界中能量最低的。Neumann 与 Tonnessen(1988)和 Heinz 与 Neumann(1990)基于两种机理对上述观测结果作了解释:(i)在 f.c.c. 金属中,沿晶界的每一边上的弹性各向异性现象引起了不同程度的局部应变集中。因而,每隔一个孪晶界才经受最大的局部应变水平并优先成为疲劳裂纹萌生的位置;(ii)对 f.c.c. 金属来讲,由于孪晶界也是一个滑动面。位错沿边界上的大的移动距离会有力地影响这个应变集中效应。Heinz 和 Neumann 利用电子隧道效应来测量晶粒位向,使用激光干涉仪监测孪晶边界区的局部塑性应变,他们的观测结果已经证实了上述两种机制的正确性。



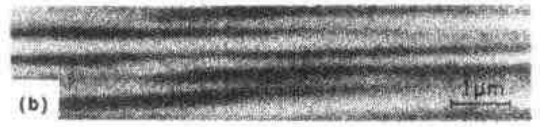


图 11-6 (a)在 $77K$ 时 $=2\times10^{-3}$ 条件下应变循环 3500 周次后,由 Cu 单晶表面突出来的沿主柏氏矢量方向的一个大挤出物;(b)电子束平行于 b 时的挤出物端部正面照片

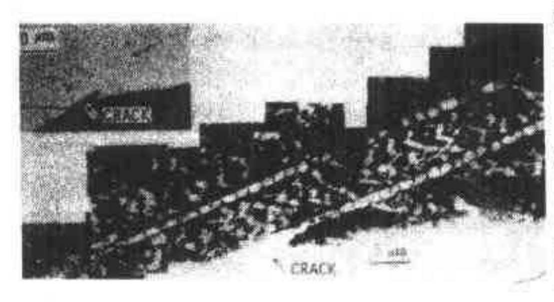


图 11-7 多晶铜中沿 PSB 壁结构起始的微小裂纹。插图示出相对于材料表面该疲劳裂纹的位置。(Katagiri 等,1977)

在多晶体金属中,大角度晶界也提供了疲劳裂纹萌生的位置。裂纹在这些边界上萌生的倾向性受许多因素影响,包括相邻晶粒的位向和晶界相对于自由表面以及拉伸轴的方向(Kim 和 Laird,1978)。在工业用材料中,夹杂、孔隙、表面粗糙度(工程构件在加工制造中引起)、化学偏析的微区以及划伤等也都是疲劳裂纹萌生的位置。另外,当存在恶劣的化学环境时,点蚀和磨蚀均能够提供疲劳裂纹萌生位置,并影响到疲劳裂纹扩展。

11.4 基于循环应力和循环应变的疲劳寿命表征方法

研究疲劳寿命表征方法时,首先关心的是,在一个名义上并不存在缺陷的材料中,由于应力和应变的反复作用而引起的永久性损伤和随之而来的疲劳裂纹的萌生。为了在设计规范中得以应用,在深入了解引起疲劳损伤力学过程的同时,有必要建立用于计算材料的有用的疲劳寿命的定量估计方法。尽管这类疲劳寿命估计实质上必定是经验性的,但它

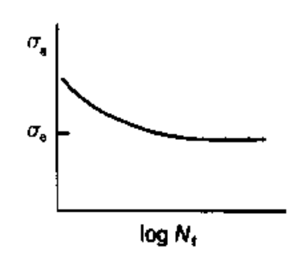


图 11-8　韧性固体的应力-应变曲线(Wöhler 曲线，S-N 曲线)示意图，显示明显的疲劳极限

始终是工程构件设计中疲劳分析的一个必要部分。

解决疲劳寿命问题的经典的应力-寿命方法可追溯到 Wöhler(1980)的工作，他当时研究如何估计铁轨的疲劳寿命。按照这个方法，以轴向拉伸、平面振动或旋转弯曲的加载方式对试样进行的循环应力控制试验，确定不同应力幅值 σ_a(在完全反复加载的情况下是应力幅值之半)下失效的应力循环数 N_f。然后以 σ_t 对 $\log N_f$ 的坐标提供所谓的应力-寿命(或 S-N)曲线，如图 11-8 所示。大部分软钢和应变时效硬化材料在 S-N 曲线上都呈现出明显的平台(称为疲劳极限，σ_e)。当施加的应力幅等于或小于 σ_e 时，材料具有无限的疲劳寿命。对于大多数钢和铜合金，σ_e 为极限拉伸强度 σ_u 的 0.3—0.5 倍。铝合金和许多高强度钢在 S-N 曲线上并不表现出很明显的疲劳极限。在这种情况下，供使用的表观疲劳极限的定义为至少有 10^6 至 10^7 次疲劳循环所对应的应力幅值。Basquin 在 1910 年提出了如下表达式，它可描述许多材料的应力-寿命曲线，适用于低应力幅长疲劳寿命，即高周疲劳(HCF)。

• p. 526 •

$$\sigma_a = \frac{\Delta\sigma}{2} = \sigma_f'(2N_f)^{\bar{b}} \tag{11-8}$$

式中，$\bar{b}$是疲劳强度指数或 Basquin 指数(一般在 −0.05 至 −0.12 的范围内)，σ_f' 是疲劳强度系数(大致等于拉伸试验中的真实断裂强度)。虽然上述关系式(通常称为 Basquin 关系式)严格限于光滑试样承受完全反复的拉-压载荷的疲劳断裂，但是发展了许多经验方法，诸如 Gerber，Soderberg 或 Goodman 关系式，它们对于考虑非零平均应力水平的影响是很有用的(见 Mitchell 的综述，1979)，也有人采用疲劳缺口因子 K_f(或缺口敏感系数，q)来确定承受应力控制的缺口试样的疲劳寿命(见 Peterson 在 1959 年的文章和本评述的第 11.11节)。该方法经验地确定一个改型的 S-N 曲线，即 σ_a/K_f 对 N_f 坐标中的曲线，由此确定缺口构件的高周疲劳寿命。

采用基于应力的方法确定总疲劳寿命对于存在着较大塑性变形的情况显得不太理想。在具有较大塑性变形的情况下，基于循环应变的表征方法被广泛地用于估计疲劳寿命。由于 Coffin(1954)和 Manson(1954)的研究工作，有关塑性应变在疲劳寿命中的作用得到了工程界的广泛重视，他们各自进行了热疲劳问题的研究并提出了如下塑性应变幅 $\Delta\varepsilon_p/2$ 与失效时的载荷反复次数 $2N_f$ 间的经验关系式，

$$\frac{\Delta\varepsilon_p}{2} = \varepsilon_f'(2N_f)^{\bar{c}} \tag{11-9}$$

式中，ε_f' 是疲劳延性系数(大致等于拉伸中的真实断裂延性)，$\bar{c}$是疲劳延性指数(对许多金属材料，≈−0.5 到−0.7)。式(11-9)一般称为 Coffin-Manson 关系式。由于弹性应变幅 $\Delta\varepsilon_e/2$ 由下式给定：

$$\frac{\Delta\varepsilon_e}{2} = \frac{\Delta\sigma}{2E} = \frac{\sigma_a}{E} = \frac{\sigma_f'}{E}(2N_f)^{\bar{b}} \tag{11-10}$$

式中，E 为杨氏模量，则总应变幅能够写成

$$\frac{\Delta\varepsilon}{2} = \frac{\Delta\varepsilon_e}{2} + \frac{\Delta\varepsilon_p}{2} = \frac{\sigma_f'}{E}(2N_f)^{\bar{b}} + \varepsilon_f'(2N_f)^{\bar{c}} \tag{11-11}$$

· p. 527 ·

注意,总应变幅是由弹性部分和塑性部分所组成的[见式(11-11)和图 11-9]。在长疲劳寿命区应变幅的弹性部分占主导,疲劳寿命主要由断裂强度确定。在低疲劳寿命区,即对于低周疲劳(LCF),塑性部分占主导,疲劳寿命通常由疲劳延性确定(Morrow,1965;Landgraf,1970;Mitchell,1979)。在汽车等地面交通工业中,基于应变方法处理疲劳问题在许多构件的设计中得到广泛应用。

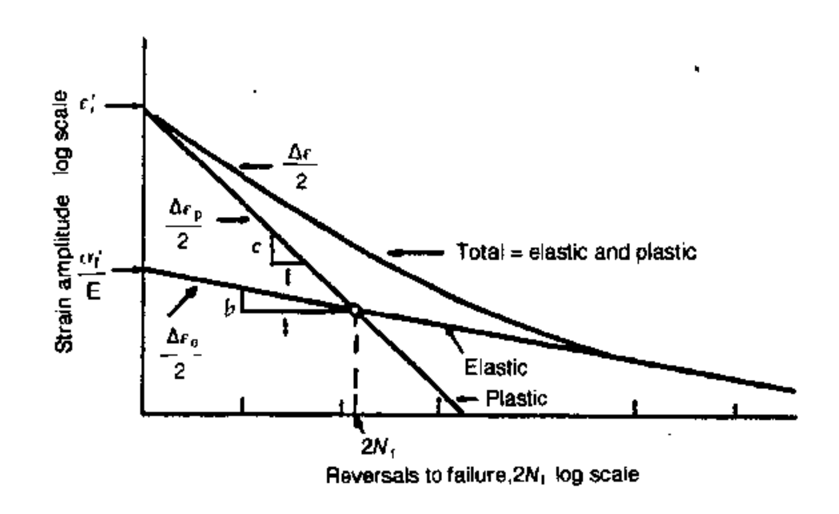


图 11-9 基于应变的疲劳寿命表征方法(Mitchell,1979)

11.5 疲劳设计思想

使用处理疲劳问题的应力-寿命和应变-寿命方法来估计材料受循环载荷的总寿命。正如人们早已注意到的,在一个名义上无缺陷存在的试样中,总疲劳寿命或失效循环数是由疲劳裂纹的萌生寿命和最终失效时主裂纹的扩展寿命这两部分组成。采用实验室光滑试样所作的总寿命基本上代表疲劳裂纹的萌生寿命,因为在那种情况下裂纹萌生寿命在总寿命中所占的比例很大,可达到 80%之多。在这个意义上,可以认为总寿命方法主要针对光滑试件中的抗疲劳裂纹起始设计。基于循环应力方法主要适用于自由变形,即指初始的弹性变形(高周疲劳)。另一方面,基于应变方法主要应用于具有较大塑性变形(应力集中的前方区域)和疲劳寿命较短的情况(低周疲劳)。

与基于应力和基于应变方法的概念相反,损伤容限方法认为所有工程构件都含有缺陷。按照这个基于断裂力学原理发展起来的方法,一个裂纹由一定的起始尺寸扩展到某一临界尺寸的疲劳寿命才是有用的,最终的裂纹尺寸与具体的设计思想有关,可能是由断裂韧度、极限载荷、许用应变或可容许的柔度改变量所决定的。因而,解决疲劳问题的断裂力学或损伤容限方法是一个保守的设计思想,在结构失效会危及人身安全的情况中(例如核工业和宇航工业)它已得到广泛的工程应用。

· p. 528 ·

不同的解决疲劳问题的方法对于以改进疲劳性能为目的的微观结构设计提供着不同的指导准则。然而,仔细研究这些方法后会发现,这些表面上的差别仅仅是它们在估算有

用的疲劳寿命时如何以定量的方式处理裂纹萌生和裂纹扩展的一个结果。这一点将在第11.15节进一步讨论。

11.6 解决疲劳问题的断裂力学方法

人们使用基于断裂力学原理的连续方程描述亚临界裂纹扩展(见本卷第13章对于断裂力学的详细论述)。特别是,线弹性断裂力学在表征裂纹扩展方面得到了广泛应用。

11.6.1 应力强度因子

线弹性断裂力学起源于Irwin(1957)的开创性研究工作。他证明了裂纹尖端前的应力幅、应变和位移奇异场能以一个被称为"应力强度因子"的单一标量来确定。该方法用渐近的连续分析确定裂尖前缘附近的应力、应变和变形场。在平面应变和广义的平面应力的情况下,对于一个拉伸张开型断裂(称为Ⅰ型)的稳态裂纹,应力σ_{ij}的变化作为半径距离r和极角θ(见图11-10中的坐标系)的函数表示如下:

$$\sigma_{ij}=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi r}}\tilde{\sigma}_{ij}^{\mathrm{I}}+O_{ij}(r^{0})+O_{ij}(r^{1/2})+\text{高阶项}\cdots \tag{11-12}$$

式中,K_{I}是Ⅰ型渐近奇异场的非矢量幅。对于Ⅰ型,$\tilde{\sigma}_{ij}^{\mathrm{I}}$是极角$\theta$的泛函数,$\theta_{ij}(r^{0})$是非奇异性(但不趋于零)应力项,$\theta_{ij}(r^{1/2})$是一个在裂尖处趋于零的非奇异性应力项。$K_{\mathrm{I}}$称为Ⅰ型应力强度因子,它是远场载荷、裂纹尺寸以及含裂纹试样几何形状的函数。该方法的优点是K_{I}能唯一地表征裂纹尖端场和断裂发生的条件。采用这一方法不需要详细了解断裂发生的机理。一个拉伸型裂纹前方的应变和位移场也能以类似于式(11-12)的形式表达。此外,对其它断裂形式,即平面滑开型(Ⅱ型)和反平面剪切型(Ⅲ型),也能导出类似的表达式。式(11-12)又能改写成如下的形式,这对后面的讨论是有用的。

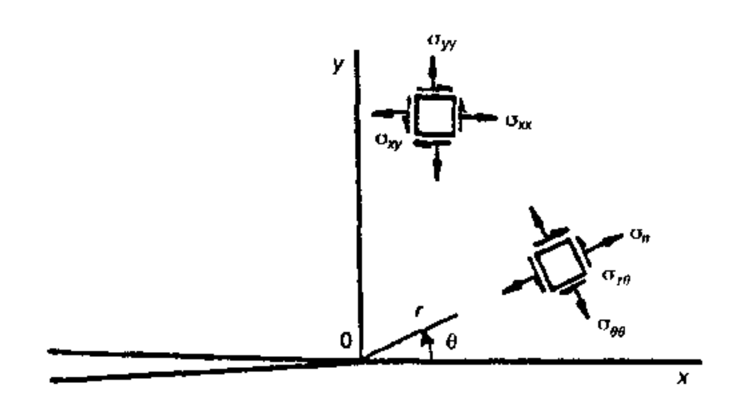


图11-10 接近裂尖单元上的坐标轴、几何参数和应力分量

· p. 529 ·

$$\sigma_{ij}=\frac{K_{\mathrm{I}}}{\sqrt{2\pi r}}\tilde{\sigma}_{ij}^{\mathrm{I}}+T\delta_{ix}\delta_{jx}+\text{terms which vanish at crack tip}\cdots \tag{11-13}$$

对于线弹性断裂的Ⅰ型问题,右边第一项是渐近奇异场的主项。第二项是非奇异项,通常称为T应力(Larsson和Garlsson,1973)(对于第二项来讲,不存在对x相加,此处δ_{ij}是

Kronecker δ，具有如下性质：$m \neq n$ 时，$\delta_{mn}=0$；$m=n$ 时，$\delta_{mn}=1$）。在裂尖处，所有高次项趋向于零。已知远程载荷和开裂试件的几何条件时，便可计算出 K_{I} 值。对各种试样几何条件和各类载荷形式，估算 K_{I} 值的标准步骤可在《应力强度因子手册》(Tada 等，1973)和有关标准断裂方面的教科书(Kanninen 和 Popelar，1985)中查到。例如，考虑一个含有长度为 $2a$ 的中心穿透裂纹的板件，承受远场拉伸应力 σ_{∞}。对这种情况，K_{I} 的表达式为

$$K_{\mathrm{I}} = Y\sigma_{\infty}\sqrt{\pi a} \tag{11-14}$$

式中，Y 是几何修正因子。对于无穷大板，$Y=1$。

11.6.2 *K* 控制

合理地应用线弹性断裂力学处理裂纹问题必须对"K 控制"条件有一个透彻的了解。包括识别渐近奇异主项(对 I 型加载，K_{I})的主导区。这需要具有关于渐近解的精度和裂纹尖端微观变形过程方面的知识。K 场主导区是一个环形区，该环形区外半径的估计方法是在该半径距离上，基于主项的奇异解以一个规定的误差水平(比如 10%)偏离包括式(11-12)和(11-13)中所有高次项在内的全解。在距裂尖很近时，K 解将失去意义，因为那里发生了有限变形过程。[按照式(11-12)和(11-13)，当达到裂尖时，应力趋于无限大。由于裂尖处的塑性变形或其它损伤过程的发生，实际上裂尖应力不可能无穷力。]环形 K 主导区的内半径由这样一个距离来确定，越过它时，非线性变形发生。假如与开裂试样的特征尺寸(包括裂纹尺寸和未开裂韧带的尺寸)相比，损伤过程区(即裂尖处的永久非线性变形区)的尺寸较小，则具备"小范围屈服"或"小范围损伤"条件，于是应力强度因子 K 能作为描述奇异场强度的唯一参量。

• p. 530 •

在小范围屈服条件下，对裂纹体施加准静态载荷，当应力达到临界值 K_c 时，断裂开始发生。如果发生平面应变下的拉伸(I 型)断裂，断裂起始的 K 值称为断裂韧度 K_{Ic}。类似地，对于 II 型和 III 型也能定义相应的断裂韧度值。断裂韧度不但对变形模式，而且对应力状态、环境、应变速率、温度和微观组织结构都是敏感的。然而，当这些因素保持固定时，断裂韧度是一个材料性能，即它与试验试样的几何因素无关。美国材料与试验协会标准 E-399(费城)中，对于估计 K_{Ic}的标准方法作了详细的规定。

11.6.3 疲劳裂纹扩展的表征

当一个开裂体受到恒幅循环载荷时，应力强度因子也在疲劳循环时的最大值 K_{max}和最小值 K_{min}之间变化。由疲劳循环的最大和最小载荷以及开裂体的几何条件，K 的这两个极端值可由式(11-14)计算得到。Paris 等人(1961)建议，在小范围屈服的条件下承受恒幅循环应力的疲劳裂纹扩展可由应力强度因子范围来描述。Paris 等(1961)提出，每个应力循环的裂纹扩展量 $\mathrm{d}a/\mathrm{d}N$ 是应力强度因子范围 ΔK 的函数，即

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}N} = C(\Delta K)^m$$

$$\Delta K = K_{max} - K_{min} \tag{11-15}$$

式中，C 和 m 是材料常数，受到微观组织、屈服强度和环境的影响。m 是 Paris 公式中的材料常量，对大多数材料，典型值在 2 和 4 之间。在可以采用 Paris 公式描述的区间，式(11-

15)意味着$\log(da/dN)$对$\log(\Delta K)$的曲线是一条正斜率为m的直线。除微观组织、试验温度、材料强度和环境外，力学载荷参数对疲劳裂纹扩展速率有较大影响，诸如平均应力或应力比R(R定义为疲劳循环的最小载荷与最大载荷之比，即$R=K_{min}/K_{max}$)，应力状态(即平面应力或平面应变)以及循环频率和波形(一般当存在侵蚀性环境时有作用)。尽管Paris公式是经验的，但在工程实践中，这个方法在描述疲劳裂纹的亚临界扩展方面得到了最为广泛的应用。

11.6.4 拉伸和疲劳中的塑性区

为了确保小范围屈服条件，对延性固体中裂纹尖端处的塑性变形范围进行定量估计是很重要的。可通过估算塑性变形区域的边界而得出对塑性区尺寸的大致估计。在该区域内，Mises的等效应力超过拉伸屈服强度σ_y。裂尖正前方(即，沿裂纹面，$\theta=0$)的弹塑性边界距离由下式给出：

对平面应力

$$r_p \approx \frac{1}{\pi}\left(\frac{K_I}{\sigma_y}\right)^2$$

对平面应变

$$r_p \approx \frac{1}{3\pi}\left(\frac{K_I}{\sigma_y}\right)^2 \tag{11-16}$$

• p. 531 •

作为一个可供使用的定义，一般当裂纹体的特征尺寸(即裂纹尺寸和未开裂韧带的尺寸)大于15倍的塑性区尺寸时，可视为满足小范围屈服条件。

在循环加载条件下，在远程峰值拉应力所建立的单调塑性区内会产生一个反复塑性流变区。Rice(1967)对该反复屈服区或循环塑性区尺寸进行了估计。考虑对弹性-理想塑性固体承受拉伸载荷P的理想情况。在这个拉伸载荷下，产生尺寸为r_p[见公式(11-16)]的塑性区。现在考虑载荷P减去小的量到较低的值P-ΔP。如果不考虑裂尖纯化和疲劳裂纹面过早接触(闭合)的可能性，由于裂尖处的应力集中接近于无限大，远程拉伸载荷降载时，将可能在单调屈服区内又产生起一个循环塑性区。

对于比例加载(即应力张量的不同分量相互间以恒定的比例变化)，式(11-16)给出的解也能用于导出循环塑性区尺寸。然而，在循环加载的情况下，应采用对应于载荷范围ΔP的应力强度因子范围ΔK而不是应力强度因子K。同样，式(11-16)中的屈服强度σ_y应由$2\sigma_y$代替(即弹性理想塑性固体中拉伸屈服至压缩屈服间所对应的应力范围)。图11-11给出了产生循环塑性区的过程示意图。因此，平面应力状态下的循环塑性区尺寸由下式给出：

$$r_c \approx \frac{1}{\pi}\left(\frac{\Delta K_I}{2\sigma_y}\right)^2 \tag{11-17}$$

应当注意，在纯拉伸的循环载荷下，疲劳裂纹前方的循环塑性区内产生了残余压应力区。对于应力强度因子由0至最大值K_I变化的循环加载情况，循环塑性区的尺寸是单调塑性区尺寸的四分之一。对于循环硬化或循环软化材料，式(11-17)中的单调屈服强度应由循环屈服强度σ_y代替。

• p. 532 •

对于裂纹扩展，尤其是从变幅疲劳的角度来看，在拉伸疲劳裂纹尖端处存在反复塑性区或残余压应力区有着重要的意义。另外，当承受压缩循环载荷时，在不闭合的缺口或其它应力集中区，由于反复塑性流变的存在，在裂尖附近区域能建立起一个残余拉应力区。这就是在承受完全的压缩载荷循环时，金属材料的缺口板中发生裂纹萌生和稳态裂纹增长的主要原因(见第 11.12 节)。虽然对于弹性-理想塑性固体中的稳态裂纹来讲，循环塑性区尺寸是单调塑性区尺寸的四分之一，而对于在平面应力条件下稳定扩展的疲劳裂纹，循环塑性区相对要小一些。Budiansky 和 Hutchinson(1978)的研究发现，对于稳态裂纹扩展，循环屈服区尺寸为平面应力单调塑性区的十分之一。

图 11-11　循环塑性区建立过程示意图和近尖端应力场(Rice，1967)[细节见正文]

11.6.5　非线性断裂力学

应力强度因子 K 仅表征小范围屈服条件下的近裂纹尖端场，而弹-塑性断裂的渐近奇异场非矢量幅则是 Rice(1968)的 J 积分。这个与路径无关的积分定义为

$$J = \int_{A}\left(w\mathrm{d}y - T\cdot\frac{\partial u}{\partial x}\mathrm{d}s\right) \tag{11-18}$$

式中，s 是沿着一个完全包围裂纹尖端的任意回线的弧长，y 是垂直裂纹面方向上的距离，u 是位移分量，T 是拉应力矢量，w 是应变能密度，由 $\sigma_{ij}=\partial w/\partial \varepsilon_{ij}$ 关系定义。对于非线弹性材料，J 也是相对于裂纹长度的势能改变速率，对于线弹性材料，J 等于应变能释放率 ψ [平面应力中，$\psi=K^2/E$，平面应变中，$\psi=K^2(1-v^2)/E$，ν 是泊松比]。

考虑弹性-幂指数塑性材料，应力-应变关系为 $\varepsilon/\varepsilon_y=\alpha(\sigma/\sigma_y)^n$，式中 $\sigma_y=\varepsilon_y E$，α 是材料常数。对于具有小应变变形的材料，如固体，Hutchinson(1968)以及 Rice 和 Rosengren(1968)研究指出，裂纹尖端前的应力和应变场可描述如下：

$$\sigma_{ij} = \sigma_y\left(\frac{J}{\alpha\sigma_y\varepsilon_y I_n r}\right)^{1/(n+1)}\tilde{\sigma}_{ij}(\theta,n)$$

$$\varepsilon_{ij} = \alpha\varepsilon_y\left(\frac{J}{\alpha\sigma_y\varepsilon_y I_n r}\right)^{n/(n+1)}\tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta,n) \tag{11-19}$$

式中，$\tilde{\sigma}$和 $\tilde{\varepsilon}$为极角 θ 和应变硬化指数 n 的泛函数，I_n 与应变硬化指数有微弱联系，r 是离开裂纹尖端的径向距离。式(11-19)给出的奇异性场称为 Hutchinson-Rice-Rosengren(HRR)场。类似于 K_{Ic}，弹-塑性条件下准静态断裂开始的条件可由 J 达到平面应变临界值 J_{Ic}来表征。美国材料与试验协会出版(费城)的标准 E-813 中对这个延性材料弹-塑性

断裂韧度的确定方法作了详细的规定。一般来讲，如果以下两个条件得到满足，则采用 J 来表征断裂是可行的。(i)塑性变形理论成立(即，处处都满足比例加载)；(ii)裂纹尖端区处发生有限变形(大体等于裂尖张开位移)的区域要比小应变分析的渐近奇异性场控制区小。

• p. 533 •

Dowling 与 Begley(1976)，Dowling(1977)以及 Wuthrich(1982)建议，J 积分概念有可能扩大到疲劳的情况，在大尺度屈服时，疲劳裂纹扩展速率 da/dN 可能采用循环 J 积分 ΔJ 来表征：$da/dN=(\Delta J)^{m_1}$，式中 m_1 是类似于式(11-15)中的 m 的一个指数。可查到在载荷控制及在位移控制的疲劳载荷下估算 ΔJ 的标准程序(见 Dowling 和 Begley，1976；Sadananda 和 Shahinian，1979)。对某些合金系的试验结果表明，这个处理疲劳断裂的弹-塑性方法较好地表征了高应力幅条件下短裂纹以及从缺口处扩展的疲劳裂纹扩展数据(见第 11.8 节的例子)。从基本理论来看，ΔJ 与试验结果的这种吻合多少有些使人意想不到，因为考虑到疲劳裂纹的快速向前扩展和弹性卸载(特别是在裂纹长度短和外加应力幅值较大时)，不可能指望保持比例加载条件。试验观测揭示出循环 J 能很好地表征疲劳，这似乎是至今为止有关循环 J 概念适合于疲劳加载条件的初次证明。

表征非线性断裂的另一个等效的方法是采用裂纹尖端张开位移。虽然裂纹面之间的张开沿裂尖尾迹方向距离的增加而连续变化，但通常给裂尖张开位移一个工程上可操作的定义，即，由裂尖 +45°和 −45°两条直线与上下表面相交的两点间的距离。基于这个几何上的规定，裂尖张开位移为

$$\delta_t = d_n \frac{J}{\sigma_y} \tag{11-20}$$

式中，d_n(对于 $n=3-13$，d_n 值大约为 0.3～0.8)是 α、屈服应变及应变硬化指数的函数(Shih，1981)。根据前面的讨论，显然 $\delta_t \propto K^2/(E\sigma_y)$。

裂尖张开位移对于非线性断裂力学的研究是很有用的，因为(i)它为表征裂尖非线性变形强度提供了有用的尺度，这个长度量在建立微观失效过程和宏观断裂行为之间的关系方面也是有用的(见第 11.7.2 和 11.7.3 节)；(ii)裂尖张开位移通过公式(11-20)给出与 J 积分直接相联系的基本形式；(iii)在高度非线性断裂的条件下，裂纹扩展速率能由 $da/dN \propto (\Delta\delta_t)$ 来表征，式中 $\Delta\delta_t$ 为裂尖张开位移的循环变化(通常也写成 ΔCTOD)；(iv)由于裂纹张开位移的定义不但适用于拉伸，同样适用于平面剪切以及扭转载荷条件，因而基于 ΔCTOD 的表征也能以一个共同的准则方便地来比较多轴加载条件下材料的疲劳裂纹扩展行为，使用裂纹张开位移表征裂纹扩展的限制是(i)裂纹张开位移沿裂纹尾迹连续变化，因此在试验上裂纹张开位移的定量测量较为困难；(ii)由于裂纹闭合和在 I 型和多轴疲劳中裂纹面的摩擦滑动，使得裂纹张开位移的真正定义值得推敲。

• p. 534 •

11.7 疲劳裂纹扩展特性

11.7.1 疲劳裂纹扩展的不同区段

采用应力强度因子范围 ΔK 表征小范围屈服条件下的疲劳裂纹扩展速率 da/dN，可得到图 11-12 所示的曲线。在双对数坐标中，da/dN 对 ΔK 的曲线显示出包括疲劳断裂的

三个不同阶段的反 S 形的变化规律。A 区为门槛值附近的疲劳区，此区的特点是疲劳裂纹扩展速率低于 10^{-6}mm/cycle，扩展速率随应力强度因子范围变化很大。通常将开始发生疲劳裂纹扩展所对应的门槛应力强度因子范围，ΔK_0 定义为当 ΔK 值低于它时，疲劳裂纹不扩展或是扩展速率不易检测（$\approx 10^{-8}$mm/cycle）。值得注意，在韧性很大的固体中，对应于门槛值，疲劳循环的最大应力强度因子可以低至断裂韧度值（即准静态断裂起始的应力强度值）的百分之一。这个事实足以使人们对在工程结构应用中疲劳断裂易于发生及其重要性给予足够的认识。

图 11-12 的 B 区中，裂纹扩展速率符合 Paris 幂指数关系[式(11-15)]，$\log da/dN$ 与 $\log\Delta K$ 之间呈线性关系。已注意到，对于大多数延性金属与合金，该线性区的斜率 m 的典型值为 2－4。当疲劳循环的最大应力强度因子 $K_{max}=\Delta K/(1-R)\rightarrow K_{Ic}$时，裂纹扩展速率急剧增加，继而发生突发性的断裂。该区在图 11-12 中表示为 C 区。在这三个疲劳阶段中各种力学、微观结构和环境因素对裂纹扩展特性的影响见表 11-2。

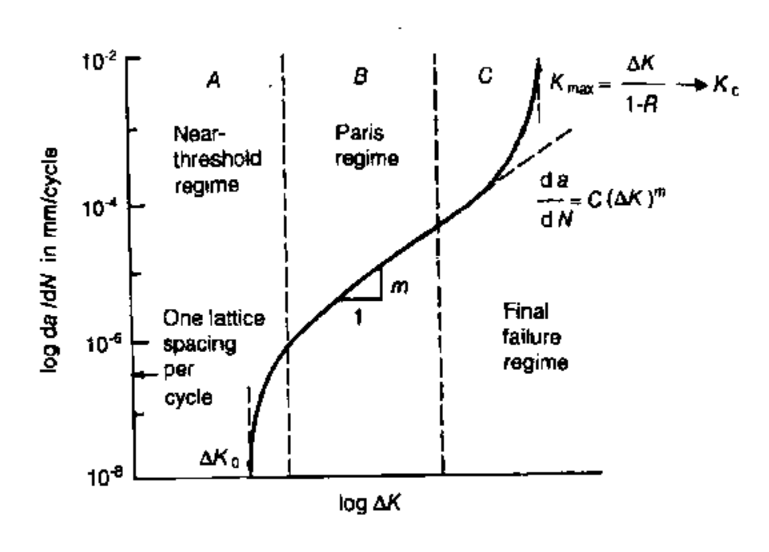


图 11-12　以线弹性断裂力学表征的疲劳裂纹扩展的宏观区域

• p. 535 •

11.7.2　疲劳裂纹扩展的微观阶段

相对于特征微观结构尺度的裂尖塑性区尺寸以及金属材料的微观结构都会使疲劳裂纹扩展的微观机制发生很大变化。在许多延性固体中已观察到，当裂纹尖端塑性变形区的尺寸大体上小于几个晶粒直径时，变形局限于单滑移系统。疲劳裂纹沿主滑移面伴随着结晶学的断裂而向前增长，形成微观尺度上的大锯齿或小平面的断裂形貌。这一阶段的裂纹扩展被 Forsyth(1962)称为裂纹扩展的第一阶段。在金属材料的近门槛疲劳

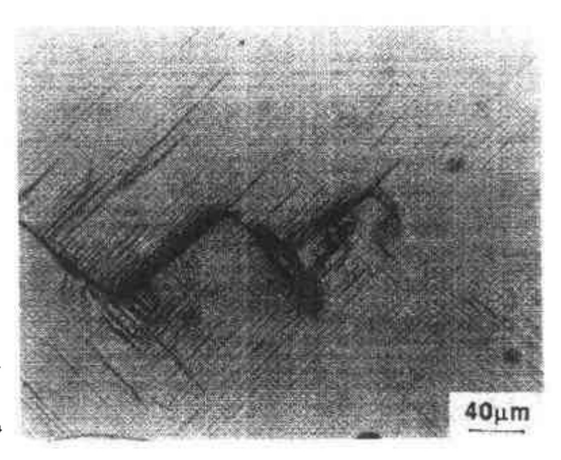


图 11-13　Mar M200 镍基高温合金单晶的晶体学(第 1 阶段)疲劳断裂。垂直于[100]方向
(经 Brown 大学 P. B. Aswath 同意)

区(在该区范围内,应力强度因子较小不足以引起裂纹尖端明显的塑性变形,塑性区尺寸一般小于晶粒尺寸)或由自由表面萌生的短裂缝的情况下通常观察到这种失效类型。图11-13示出在Mar M-200镍基高温合金中沿{111}滑移面的晶体学第一阶段疲劳断裂的例子。由图可见,在相同滑移系中,裂纹扩展几千个疲劳循环之后裂纹尖端又偏斜到了另一个{111}面。

表11-2 力学、微观组织和环境等各种因素对图11-11中所示三个区中的疲劳裂纹扩展影响(Sruesh,1991,经大学出版社同意)

阶段	A	B	C
术语	低速扩展 近门槛区	中速扩展 (Paris区)	高速扩展
微观失效模式	第一阶段,纯剪切	第二阶段,条带和双滑移	附加静力模型
断面特征	小平面或锯齿状	平面状,具有	附加解理或微孔粗化
裂纹闭合程度	高	低	—
微观组织影响	大	小	大
载荷比影响	大	小	大
环境影响	大	a	小
应力比影响	…	大	大
裂尖塑性	$\gamma_c \leq d_g$	$\gamma_c \geq d_g$	$\gamma_c \gg d_g$

a 在环境、应力比和频率的某些组合条件下,对裂纹扩展影响大。

b r_c和d_g分别代表循环塑性区尺寸和晶粒尺寸。

• p. 536 •

当塑性区尺寸远大于晶粒直径时,由于两个不同滑移系统中协同或交替滑移的结果,出现了一种不同的疲劳断裂模式(Neumann,1969)。这时,疲劳裂纹的宏观路径大体上垂直于拉伸载荷轴。图11-14示出了疲劳裂纹前方的双滑移过程(Forsyth定义为疲劳的第Ⅱ阶段,1962)和沿结晶学平面以"拉链式"发生断裂的示意图。在微观尺度上,这种循环滑移过程在断裂表面上显示出特殊的"波纹状"痕迹。Zappfe和Worden(1951)首先观察到这些表面形态,即众所周知的疲劳"条带"。图11-15示出了6Vol.%SiC质点强化的Al-3.5wt.%Cu合金中形成疲劳条带的例子。

Laird(1967)提出了描述疲劳裂纹扩展第Ⅱ阶段的裂纹尖端连续钝化再锐化模型。该模型认为,在疲劳循环的拉伸阶段裂纹以相当于裂尖张开位移的量级有效地向前扩展。反向加载时使裂尖锐化,直到下一次拉伸载荷期间裂尖才又重新钝化(图11-16)。值得注意的是,即使不存在循环(位错)塑性时,至少在原理上这一过程也是可能发生的;基于裂尖钝化和再锐化的说法也能对半晶态或非晶态固体中条带的形成给予解释。

• p. 537 •

条带的形成受环境影响很大。如果疲劳循环加载拉伸阶段在裂尖形成的新鲜滑移台阶受到氧化或化学侵蚀,那么当载荷反复时滑移运动的可逆性将受到阻碍。因而条带间距和每循环裂纹前进的速率受环境的影响(Pelloux,1969;Lynch,1988)。这些研究也发现,许多合金在真空中不显现疲劳条带,而且在真空中的裂纹扩展速率明显低于潮湿空气中。

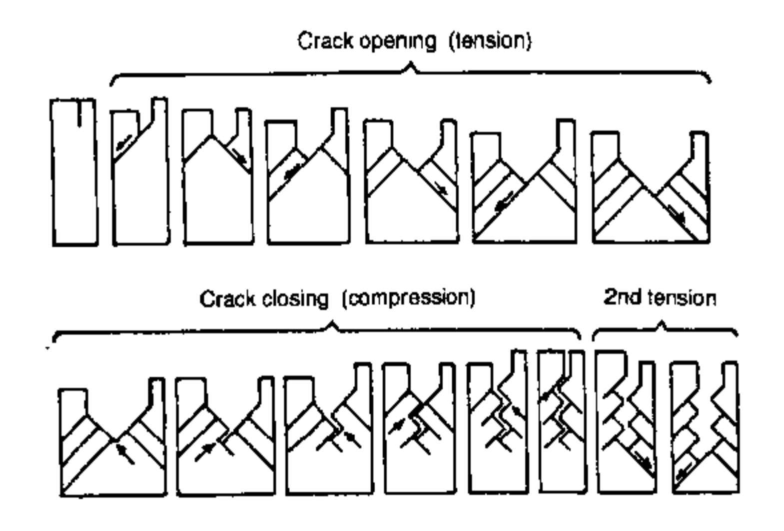


图 11-14 通过双滑移的疲劳裂纹扩展(Neumann,1969)

11.7.3 微观力学的研究

人们提出了一些假设来解释疲劳裂纹扩展阈的存在。McClintock(1963)认为,一个关键的局部应变或者是在相当于一个特征微观结构尺寸范围中的累积损伤低于某临界值时,出现疲劳阈行为。换句话说,门槛可由循环塑性区达到一个临界尺寸来确定。Paris 等人(1972)采用应力强度因子的临界值 ΔK_0 与裂纹扩展阈相联系。有关阈行为存在的其它论点包括临界裂尖张开位移准则或在裂尖处产生位错并使其运动所需的临界切应力准则(这些假设不能完全考虑各种力学和微观结构因素对疲劳阈的影响)。近期的研究工作也表明,由于腐蚀产物使裂纹面过早接触或粗糙断裂表面之间的错位也可导致表观的阈行为(Suresh 和 Ritchie,1984a,1984b)。裂纹闭合效应(后面将讨论)也已被认为是疲劳阈存在的一个原因。

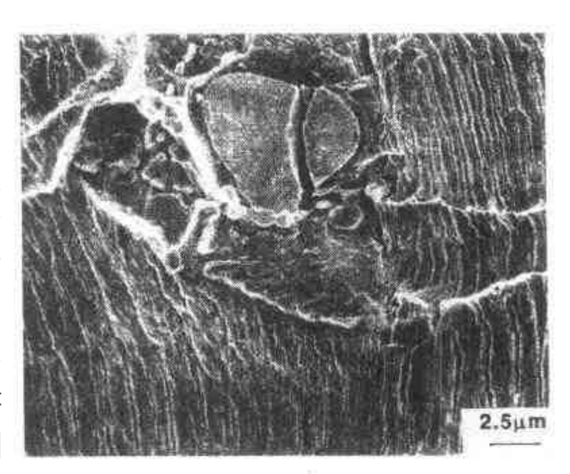


图 11-15 在 6vol.%Sic 质点强化的 Al-Cu 合金的延性基体中形成的疲劳条带

由于环境、力学载荷参数和材料微观结构对疲劳断裂的综合影响,建立在理论分析基础上对疲劳裂纹扩展速率进行定量预测是一项棘手的任务。尽管如此,人们依然作了许多努力以对各种材料中的疲劳断裂给予定量估计。解决疲劳断裂定量预测的在物理意义上有吸引力的模型之一是从几何上加以考虑的(McClintock,1967;Pelloux,1969),即采用循环裂尖张开位移 ΔCTOD 与每个疲劳循环的裂纹扩展量 da/dN 建立联系,

$$\frac{da}{dN} \approx \Delta\text{CTOD} \propto \frac{\Delta K^2}{\sigma_y' E'} \tag{11-21}$$

式中,σ_y' 为循环屈服强度,$E' = E/(1-\nu^2)$ 为平面应变中的杨氏模量。式(11-21)中的比例

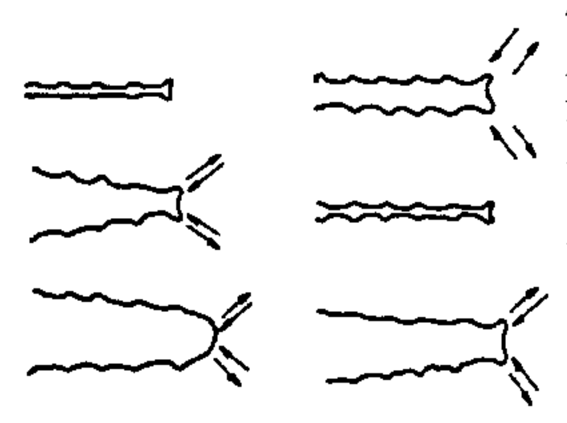


图 11-16　通过裂尖钝化和再锐化而进行的疲劳裂纹扩展示意图。箭头表示滑移方向，左边(从上到下)：零载，拉伸载荷和最大拉伸载荷；右边(从上到下)：卸载，压缩载荷和下一次疲劳循环的拉伸载荷(Laird，1967)

常数约为 0.1。注意，基于裂尖张开位移的几何模型预测的 da/dN 正比于 ΔK 的平方，对许多金属材料这是合理的。然而，扩展速率的定量预测常常与试验有较大差别。式(11-21)只不过是图 11-16 所示的裂尖钝化过程的一个数学描述。

• p. 538 •

另一种常见的疲劳裂纹扩展模拟方法采用损伤累积概念，假设塑性应变或裂纹尖端一定距离内所累积的滞后能达到临界值（McClintock，1963；Weertman，1966；Rice，1967）。损伤累积模型预测 da/dN 正比于 ΔK^4(或正比于塑性区尺寸的平方)，对于许多金属来讲，这也是与试验数据符合得相当好的。然而，这些模型往往忽略微观开裂过程的细节(这对疲劳裂纹扩展具有显著影响)以及裂尖前的应力和变形场的梯度(它们不能通过光滑试样得到的单轴数据来估算，虽然这些数据在利用 Coffin-Manson 型曲线估计累积损伤时得到应用)。

在接近最终失效区的高 ΔK 水平下(图 11-12 和表 11-2 中的 C 区)，变形机制发生变化，不再是单纯的疲劳条带为主的断裂。当 $K_{max}=\Delta K/(1-R)\rightarrow K_{Ic}$时，穿晶解理、韧性孔洞增长或沿晶断裂等更多的静态断裂形式开始出现。在这个裂纹扩展区段内，应力比 R 增加会使突发性的最终疲劳断裂在更低一些的 ΔK 水平下发生。

11.8　疲劳裂纹闭合和其它迟滞机制

以改善工程材料损伤容限为目的的设计包括微观组织的改进，从而使(表观的或本质的)疲劳裂纹扩展抗力能够得到提高。在过去几十年中，无论是对单一材料还是复合材料，人们揭示出许多疲劳裂纹扩展机制，这就提供了改进疲劳裂纹扩展性能的可能性。这些机制包括不同形式的裂纹闭合过程(包括裂纹尾迹中的塑性延伸、断裂表面腐蚀层、裂纹面粗糙度、裂纹面中间积存的粘滞流体以及应力或应变诱发的相转变)、裂纹路径的周期性偏转、附加载荷造成的裂纹尖端屏蔽致使远场载荷的影响减弱、裂纹面被纤维或增强基体的颗粒搭桥等。使控制疲劳裂纹扩展的有效应力强度因子范围有所降低的不同机制的示意图见图 11-17。

11.8.1　疲劳裂纹闭合

11.8.1.1　塑性诱发的裂纹闭合

按照断裂力学概念所讨论的疲劳裂纹扩展的表征全都是基于这样一个前提，即在拉伸加载循环期间，裂纹保持完全张开。然而，Elber(1970，1971)首先发现，即使是一个拉伸裂纹，在部分疲劳载荷循环期间内也可以是局部或完全闭合的。Elber 测量了铝合金开裂

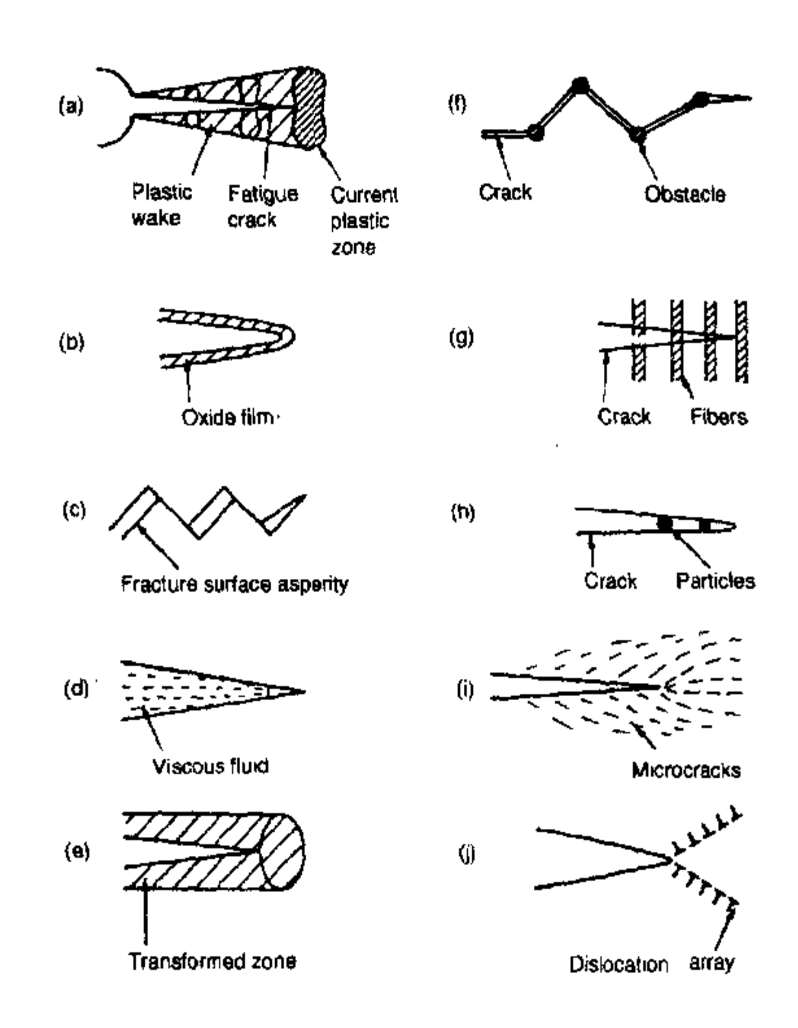


图 11-17 可引起疲劳裂纹扩展的有效驱动力降低的各种机制的示意图。
(a)塑性诱发的裂纹闭合；(b)氧化物诱发的裂纹闭合；(c)粗糙度诱发的裂纹闭合；(d)流体诱发的裂纹闭合；(e)转变诱发的裂纹闭合；(f)疲劳裂纹偏转；(g)裂纹由连续的纤维连接；(h)裂纹被颗粒楔塞；(i)微裂纹使裂尖屏蔽；(j)位错使裂尖屏蔽(Sruesh，1991；经 Cambridge 大学出版社同意)

板在拉伸疲劳循环加载和卸载时柔度的变化，以显示断裂表面之间的过早接触。他认为，当裂纹穿过尖端附近塑性区向前扩展时，前面塑性区带来的材料残余延伸附在上下裂纹面上。当远场拉伸载荷卸载时，裂纹面在一个"闭合载荷"下过早地闭合，甚至在完全卸载之前。如果对一个疲劳裂纹所施加的名义应力强度因子范围为 $\Delta K=(K_{max}-K_{min})$，由于裂纹尾迹中的塑性延伸引起了裂纹闭合，其结果是裂纹尖端所受到的只是一个较低的有效值。

• p. 539 •

$$\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{cl} \tag{11-22}$$

K_{cl}为疲劳载荷循环卸载时断裂表面首次接触所对应的应力强度因子值。(实际上，疲劳裂纹闭合是逐渐发生的，不可能定义一个精确的 K_{cl}值，通常采用裂纹面开始接触和完全接触所对应的应力强度因子的平均值来定义 K_{cl}。另外，在载荷-裂纹张开位移曲线上，卸载阶段与加载阶段之间通常存在滞后。因此再加载时的张开应力强度因子 K_{op}是与 K_{cl}不同

的）

Elber 的闭合机理，即众所周知的“塑性诱发的裂纹闭合”，对于疲劳裂纹扩展的描述具有多方面的重要意义。(i)前进着的裂尖尾迹中的接触条件和裂纹扩展的变化历程均影响裂纹扩展的有效驱动力；(ii)名义应力强度因子不能唯一地描述疲劳裂纹扩展速率。也就是说，虽然名义 ΔK 值相同，但不同尺寸和不同加载历程的裂纹，也会出现明显不同的扩展行为；(iii)疲劳裂纹受到拉伸过载能引起明显的疲劳裂纹扩展迟滞（细节请见第11.10节）。

在 Elber 的工作之后，人们应用塑性诱发的裂纹闭合现象解释了许多疲劳裂纹扩展效应，包括应力比对疲劳阈的影响和拉伸过载施加后裂纹扩展的瞬变现象（见 Suresh 和 Ritchie，1984a 和 Suresh，1991）。然而，某些实验观测结果明显地与塑性诱发的裂纹闭合模型所预测的结果相反。例如，实验和分析都已表明，由于预先的塑性拉伸引起的裂纹闭合在平面应力条件下要比平面应变条件下更加明显。然而，在平面应变占主导的近阈疲劳区，裂纹闭合量远大于较高的扩展速率区。这一明显的矛盾，在 70 年代末和 80 年代人们发现平面应力和平面应变下均可能发生的其它疲劳裂纹闭合机制时才得以解决。其它这些裂纹闭合过程将在下面几节中介绍。

· p. 541 ·

11.8.1.2 氧化物诱发的裂纹闭合

对于许多金属材料，在低应力比下的近门槛疲劳断裂期间，潮湿气氛的存在可使新形成的断裂表面上产生可观的氧化物（图 11-18）。门槛区中的缓慢裂纹扩展以及裂纹面的反复接触（由于某些塑性诱发的裂纹闭合）和 I 型与 II 型复合的复合型位移（由于微观上的扭曲结晶学断裂）等条件会使氧化层通过一个“微振磨损”过程建立起来，并达到与裂尖张开位移相当的厚度（Suresh 等，1981）。这种由于裂纹表面腐蚀层的产生而引起裂纹面的过早接触称为“氧化物诱发的裂纹闭合”（Stewart，1980；Ritchie 等，1980）。作为例子，考

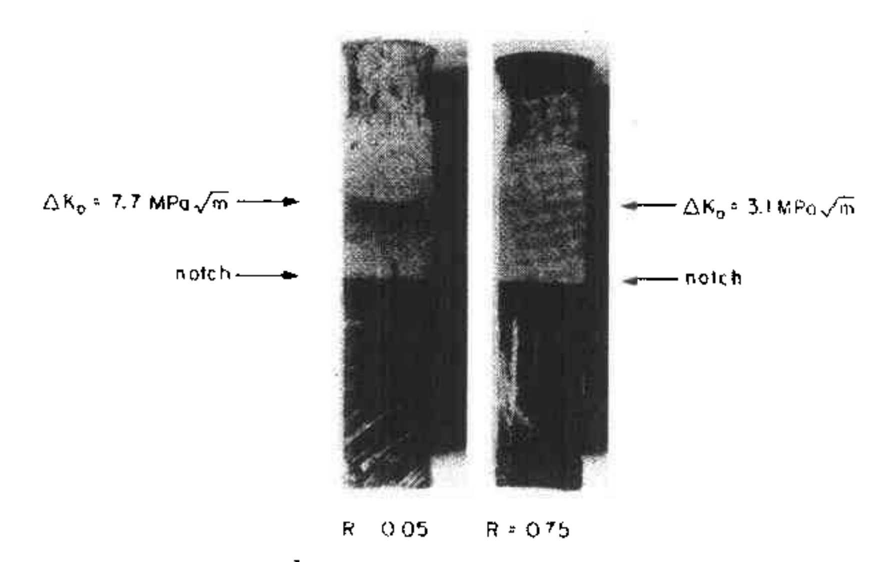


图 11-18　在低应力比下疲劳的 $2\frac{1}{4}$Cr-1Mo 钢（贝氏体微观组织，屈服强度 = 500MPa）的断口外观
注意：$R=0.05$ 试验断口上所形成的厚的腐蚀沉积物（Suresh 等，1981）

虑低强度贝氏体 2 $\frac{1}{4}$Cr-1Mo 钢。在近阈扩展速率下，在疲劳裂纹内形成的这层附加的氧化物厚度足以引起低应力比下的裂纹闭合。断裂表面氧化层的扫描俄歇谱仪分析表明，两个裂纹面之间的额外的氧化物厚度可达 0.2μm(图 11-19)。

• p. 542 •

与同种材料的新抛光表面在相同环境下暴露阈疲劳试验同样的时间后所生成的氧化物厚度(~50Å)相比，这个量显然大得多。在阈区和低应力比条件下，氧化物厚度明显地大于高扩展速率区或高应力比条件下的氧化物厚度(在高应力比下，即使是疲劳循环最小裂纹张开位移，对于允许裂纹面之间反复接触以建立氧化层都是太大了)。如果阈试验在干燥无潮湿的环境中进行，基本上不发生氧化物诱发的裂纹闭合。在这种情况下，干燥环境中的近阈裂纹扩展速率会高于潮湿介质中的速率。在潮湿介质和低应力下，会形成腐蚀层。在高应力比条件下，干燥环境和潮湿环境中的这些差异实际上消失了，因为这时氧化物诱发的裂纹闭合已不重要。图 11-20 以 2 $\frac{1}{4}$Cr-1Mo 钢在干燥氢气和实验室潮湿空气中，在低应力比和高应力比条件下的疲劳试验数据为例说明这些现象。

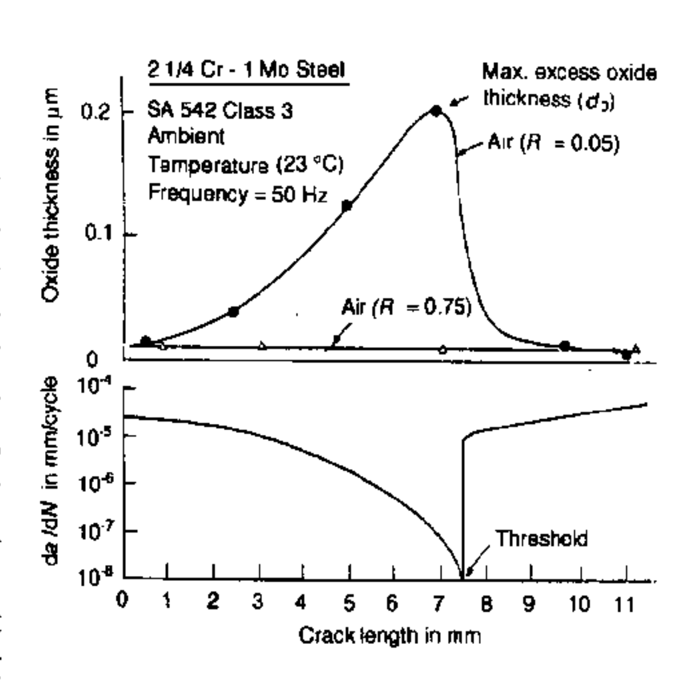


图 11-19　在低和高应力比条件下，2 $\frac{1}{4}$Cr-1Mo 贝氏体钢断口上氧化物厚度的扫描俄歇谱仪分析结果，氧化物厚度表示为裂纹长度(由缺口尖端测量的)和裂纹扩展速率的函数(Sruesh 等，1981)

• p. 543 •

应特别注意的是，氧化物诱发的裂纹闭合对裂纹扩展特性的影响与传统的腐蚀疲劳理论所预测的相反。腐蚀疲劳的传统解释通常着眼于潮湿环境的有害影响上(阳极溶解或氢脆机制)，而在某些材料中，在特定的疲劳裂纹扩展区域内，氧化物诱发的裂纹闭合却能够导致裂纹扩展抗力的明显提高。应当小心，在一个疲劳裂纹扩展阶段中由于腐蚀层的形成导致闭合程度增加而使材料受益，而在另一个不同的疲劳阶段中有可能降低断裂抗力。图 11-20 的结果表明，干燥氢气的存在(或更准确地讲，在干燥氢气环境中湿度极低，不存在氧化物诱发的裂纹闭合)明显地导致了在近阈区域偏高的扩展速率。然而在疲劳裂纹扩展的 Paris 区段，在不同应力比和试验频率条件下，与潮湿空气相比，氢的存在促使疲劳裂纹扩展速率明显增加。人们将氢的这种不利影响解释为钢的氢脆现象。

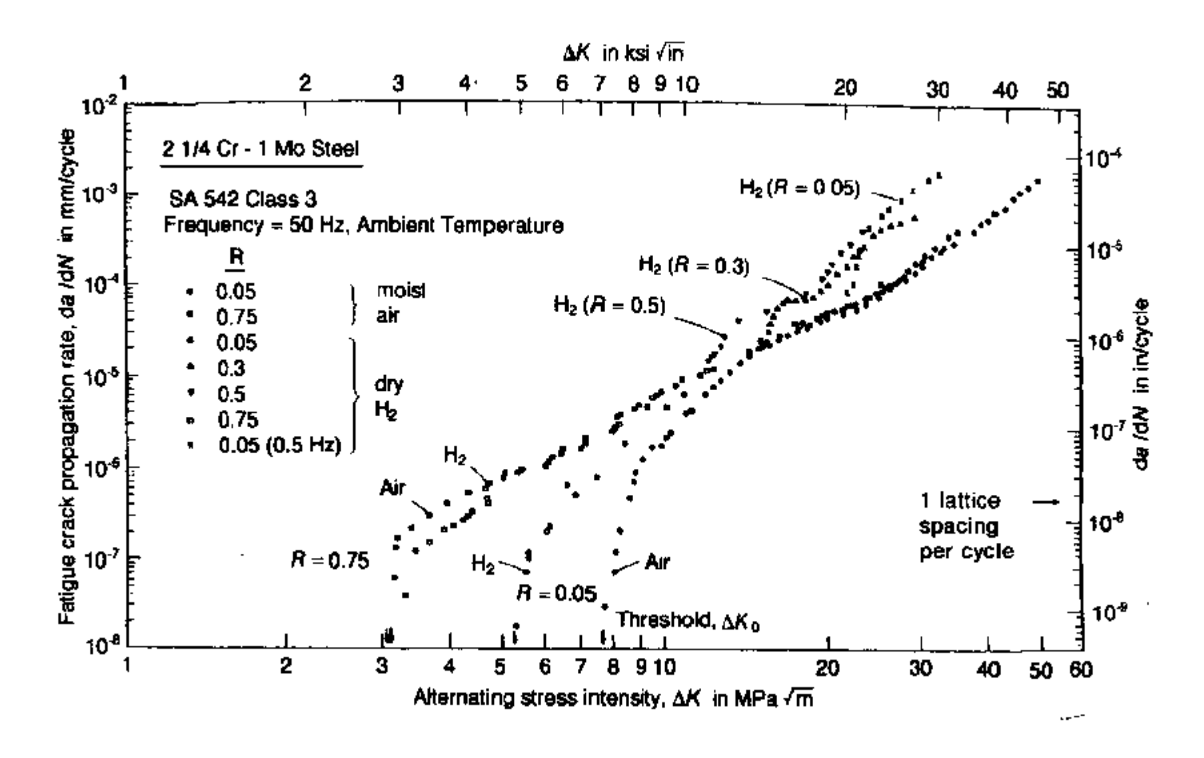
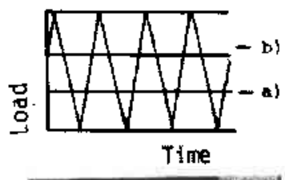


图 11-20　$2\frac{1}{4}$Cr-1Mo 在几种不同应力比和试验频率条件下，在干燥氢气和潮湿实验空气中疲劳裂纹扩展速率随应力强度因子范围的变化[详见正文(Sruesh 和 Ritchie,1982)]

11.8.1.3　粗糙度诱发的裂纹闭合

氧化物诱发的裂纹闭合模型合理地解释了在近阈区中环境和应力比的影响，而许多材料的微观组织对表观疲劳裂纹扩展抗力的影响可在"粗糙度诱发的裂纹闭合"概念的基础上给予解释(Walker 和 Beaver,1979;Minakawa 和 MeEvily,1981;Suresh,1985。)。在近门槛的扩展速率下，裂尖塑性区一般小于微观组织尺寸的量级(比如晶粒尺寸)，许多合金中出现结晶学(第Ⅰ阶段)断裂。从微观尺度上看，这使裂纹路径严重曲析，尤其是在粗晶材料中。由于裂纹表面的微观粗糙度和匹配断裂面之间凹凸不平面导致部分错位的可能性(由裂纹尖端非弹性形变、循环滑移的运动学不可逆性等因素造成的后果)，人们不难想象，存在着由于断裂表面异常粗糙而引起裂纹过早闭合的可能性。图 11-21 给出了裂纹面闭合的扫描电镜原位观察照片。这些照片显示出欠时效 7×××系铝合金中粗糙度诱发的裂纹闭合过程。循环应力施加时，疲劳裂纹扩展的 Paris 区一般出现平直的裂纹形状[图 11-21(a)的左半部分]。而在近阈区，结晶学断裂模式导致粗糙的断裂表



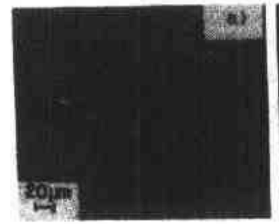




图 11-21　高纯 7×75 铝合金在不同拉伸载荷下裂纹闭合的 SEM 观察(Schult 等,1980)

面[图 11-21(a)的右半部分]。图 11-21(a)是疲劳循环峰值载荷 35%处的裂纹轮廓的扫描电镜照片。应当注意,两匹配的断裂表面之间凹凸不平处的错位致使裂纹尾迹在这个拉伸载荷下相接触(粗糙度诱发的裂纹闭合)。这一点在图 11-21(b)中得到更清楚的证明,该图是大约在峰载荷的 60%处拍摄的扫描电镜微观照片。由图可见,即使在这样大的拉伸载荷下,依然能看到裂纹面之间的接触。

对低应力比(沿裂纹尾迹的最小张开位移明显小于断裂表面凹凸不平处的高度)、粗晶材料(结晶学失效机制导致较大的断裂表面粗糙度)和某些微观组织条件(比如铝合金的欠时效结构或复合材料中,当裂尖遇到晶界或强化相时,裂纹扩展路径发生周期性的偏转),粗糙度诱发的裂纹闭合则更为主要。

11.8.1.4 其它闭合机制

除上述机制外,在金属和金非金属材料中某些特殊情况也能促使其它一些裂纹闭合效应发生,这些闭合效应涉及粘附在裂纹面之间的粘性流体的存在(流体诱发的裂纹闭合)和发生在裂尖高应力区的相转变(转变诱发的裂纹闭合)。

几种同时发生并相互竞争的因素对前一个与粘流有关的闭合过程有影响,即向裂纹面施加压力时粘度的作用(随粘度增加而增加)、粘流在裂纹中的渗透范围(随粘度增加而减小)、以及通过阻碍周围环境接近裂尖,对氧化物诱发的裂纹闭合和对环境脆化的抑制作用。从现有文献看,粘流引起的闭合不象前述其它机制那样明显。

• p. 544 •

通过裂尖与外载屏蔽或通过增加裂尖尾迹中的裂纹闭合,应力或应变引起的裂尖处微观结构改变使远场载荷的影响减轻,这个过程引起了相转变诱发的裂纹闭合。在 TRIP (相变诱发塑性)钢和部分稳定氧化锆(PSZ)陶瓷中的马氏体相变以及聚四氟乙烯(PTFE)中的相转变都是可能引起转变诱发的裂纹闭合的例子。在许多材料中,裂尖处的相转变伴随有膨胀应变和剪切应变。当裂尖前进穿过转变区时,增大了体积的材料遗留在裂纹尾迹中,这导致裂纹张开位移的净减小。在循环加载条件下,这个过程可想象为一种裂纹闭合现象。对于涉及单纯膨胀相转变的单拉加载,McNeeking 和 Evans(1982)计算了转变引起的应力强度因子的减小,

$$K_1 - K_{eff} = \frac{0.22}{(1-\nu)} V_f \varepsilon_T E \sqrt{h_T} \tag{11-23}$$

式中,h_T 和 V_f 分别为转变区的高度和体积,ε_T 为转变应变,E 和 v 分别为杨氏模量和泊松比。Suresh 和 Brockenbrough 提出了采用复合的膨胀-剪切应力模型的循环形变模型化方法。Suresh(1991)给出了流体诱发的和转变诱发的闭合现象的定量描述。

11.8.2 其它迟滞机制

基于迟滞效应能够明显地改变材料对疲劳断裂的宏观抗力,除裂纹闭合这种迟滞机制之外,人们也提出了其它几种机制。它们对于以改善疲劳性能为目标的微观组织的改进,提供了极大的可能性。

这些机制中较为突出的是疲劳裂纹偏转,借助于裂纹扩展途径上周期性的偏转,能够改变近尖端的趋动力以及裂纹闭合程度。近年来,对金属和金属基复合材料,在疲劳裂纹

扩展方面的裂纹偏转过程(以及对陶瓷基复合材料受到单调拉伸时在抗力曲线(R 曲线)方面)已引起人们极大的兴趣。裂纹偏转对疲劳裂纹扩展抗力改变的影响归结于以下因素:(i)裂纹尖端方向偏离名义上的Ⅰ型裂纹扩展面,这种裂纹与具有相同投影长度的直裂纹相比较具有较低的有效驱动力;(ii)在相同的有效驱动力下,如果平均裂纹长度是沿Ⅰ型扩展面测量的话,偏转的裂纹的扩展速率明显低于直裂纹;(iii)在裂纹路径上周期性地偏转会增加断裂表面的粗糙度,从面加强了粗糙度诱发的裂纹闭合。

• p. 545 •

Suresh(1985a)提出了定量预测这些因素中的每一因素影响的理想化的几何模型。将上述三个因素的影响与裂纹偏转相联系的计算表明,周期性偏转裂纹的表观应力强度因子 ΔK_D,与具有相同投影长度的直裂纹的表观应力强度因子 ΔK_S 之比为

$$\frac{\Delta K_D}{\Delta K_S} \approx \left[\frac{D\cos^2(\theta/2)+S}{D+S}\right]^{-1}\left[1-\sqrt{\frac{\chi\tan\theta}{1+\chi\tan\theta}}\right]^{-1} \tag{11-24}$$

式中,θ 是裂纹路径中周期性偏转角,D 和 S 是周期性偏转裂纹的偏转的和直弓段的长度,χ 是错位比(定义为裂纹面首次接触时的Ⅱ型位移与Ⅰ型位移之比)。换句话说,驱动周期性偏转的疲劳裂纹(二维,线弹性)在和直裂纹相同的扩展速率下扩展的有效驱动力显然要比直裂纹大,二者的有效驱动力之比 $\Delta K_D/\Delta K_S$ 等于式(11-24)的右端。在有效驱动力相同的条件下,如果裂纹长度只沿Ⅰ型裂纹面测量,则斜裂纹扩展的速率显然低于直裂纹,它们的扩展速率之比等于$\{[D/(D+S)]\cos\theta+[S/(D+S)]\}$。

随着以疲劳为设计准则的关键结构对复合材料的需要日益增多,人们越发重视如何巧妙合理地改进微观组织以提高损伤容限抗力。因而,有关机制的研究,比如裂纹偏转,采用连续纤维或不连续的强化质点使裂纹相连,或通过微裂纹,相转变区或位错使裂尖屏蔽(见图 11-17)等,已成为疲劳研究中的热点课题。所有这些现象显然都是在循环加载条件下带来较低的有效应力强度因子范围,因而表现为较低的宏观裂纹扩展速率(在某些加载情况下,比如混合型远场载荷,由于在疲劳循环的加载期间和卸载期间断裂的可能性,裂尖位错会引起裂尖处应力强度因子的增大)。

值得注意的是,图 11—17 中所示的所有迟滞现象并没有引起材料疲劳断裂抗力的任何本质的改善,它们仅仅提高了表观的或非本质的失效抗力。另外,在许多情况下,特别是具有高度各向异性的晶粒或强化相分布的多晶体和复合材料,表观上的疲劳性能改善会有极强的方向性。通过微观组织的改进可能在加载方向上加强了裂纹偏转、闭合或相连,事实上确实导致了横向疲劳断裂抗力的严重下降。另外,疲劳裂纹扩展抗力的改进可能会伴随着疲劳裂纹起始抗力的降低。因此,将这些迟滞效应推广到损伤容限微观组织的疲劳设计时需要格外小心。

• p. 546 •

11.9 疲劳短裂纹的扩展

应用断裂力学原理表征疲劳裂纹扩展无疑是基于相似性原理的。相似性原理只不过是反映了渐近解的固有特点,即奇异场的标量幅值(即线弹性断裂力学的 K,非线性断裂力学的 J)唯一地表征近尖端的应力、应变和形变而不考虑裂纹体的几何条件。因此,对于经受不同的远场载荷,具有不同的裂纹尺寸和裂纹几何参数的不同裂纹体,只要在裂尖处

的 K 值相同(对线弹性断裂力学),则可望具有相同的裂纹扩展特性。虽然这个相似性概念令人满意地适用于大多数工程材料的疲劳"长"裂纹(一般 10mm 或更长)的扩展,但在应用断裂力学表征小裂纹(一般小于 1－2mm)扩展时会出现一系列的问题。这个所谓的短裂纹问题(似乎是首先由 Pearson 发现,1975)从实际观点看是特别不利的,在空气中或化学侵蚀性介质中,一个裂纹,其长度要比裂尖塑性区尺寸或晶粒尺寸长得多,仅仅因为物理上尺寸小,其扩展速率就会比相应的受到相同名义 ΔK 值的长裂纹快得多。许多研究者的工作(Kitagawa 和 Takahashi,1976;Gangloff,1981;Lankford,1982)给出了微观组织、环境和裂纹尺寸对一些广泛应用的工程合金疲劳行为的影响。

疲劳小裂纹有多种定义(Suresh 和 Ritchie,1984b)。现将不同类型的疲劳小裂纹和它们明显的扩展行为的起因描述如下:

(i)当疲劳裂纹的尺寸小于特征微观组织尺度时,裂纹增长的连续描述则成为无效的了。这些微观组织上的小疲劳裂纹常常显示出结晶学的裂纹扩展模式,在裂尖遇到晶界或其它微观不均匀性时,裂纹扩展周期性被迟滞或者停止(Lankford,1982)。很显然,采用线弹性断裂力学来表征这些裂纹的扩展是有问题的。

(ii)即使裂纹尺寸大于微观组织尺度,如果裂尖塑性区与裂纹尺寸大小相当,也不能采用线弹性断裂力学。在非线性疲劳断裂或力学上的小疲劳裂纹等一些情况下,人们建议采用 ΔJ 来表征裂纹扩展(Dowling,1977)(见第 11.6.7 节对这个方法的讨论)。图 11-22 给出了采用 ΔJ 表征 AISI A533B 钢裂纹扩展的例子,由图可见,裂纹尺寸大于 25mm(实心符号)和小于 0.18mm 的裂纹(其它符号),对于所施加的不同的应变幅值(在 0.005—0.04 范围内),扩展速率与 ΔJ 之间有很好的相关关系。

• p. 547 •

人们已经注意到,采用 ΔJ 表征弹塑性条件下的疲劳裂纹扩展的物理意义并不很明确。非比例加载情况的发生、弹性卸载和短裂纹的快速扩展似乎都违反了建立 J 积分概念的基本条件。尽管有那些基本限制,由图 11-22 所示的一些相关性看来,在某些情况下,采用 ΔJ 似乎提供了一个适当的非线性疲劳断裂表征方法。对于疲劳裂纹由应力集中顶端处起始的情况,也出现对弹-塑性断裂力学的争论。在这种情况下,整个裂纹可能完全处于缺口的塑性应变场中。尽管当前在力学上没有一个合理地表征这种小(非线性)裂纹扩展的方法,但循环 J 积分概念却已经用于处理含有短裂纹的缺口疲

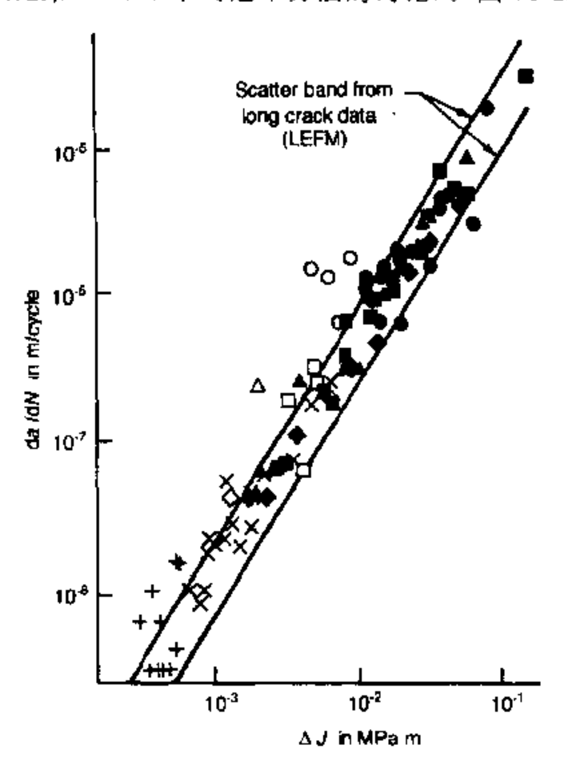


图 11-22 采用 J 表征 AISI A533B 钢的弹-塑性疲劳裂纹扩展。实心符号代表长疲劳裂纹(裂纹尺寸大于 25mm),其它符号代表小裂纹(裂纹尺寸小于 0.18mm)。所有裂纹都经受 0.005－0.04 的远场应变幅(Dowling,1977)

劳问题。

(iii)虽然裂纹长度比微观尺度或塑性区尺寸都大(即当裂纹适合于采用基于线弹性断裂力学的表征方法时),但裂纹扩展仍然可能呈现出表观上的不正常行为,这归因于裂纹的物理尺寸太小(一般小于几毫米)。关于物理小裂纹问题的起因,有如下几方面的说法:(a)物理小裂纹的尾迹较小,而长裂纹的尾迹已充分建立起来,与长裂纹比较,物理小裂纹具有相对低一些的裂纹闭合水平。因此,由于裂纹闭合水平上的差异致使小裂纹扩展明显地比相应的长裂纹快。(b)K 控制区(见 11.6.2 节)跨越的距离约等于裂纹尺寸的 10%。对短裂纹,这个区要比长裂纹小的多,因而渐近展开式的高次项,如非奇异性的 T 项和接近裂纹尖端时趋于零的一些项[式(11-12)和(11-13)]在确定 K 时不能被忽略。

人们常可看到,物理小裂纹与长裂纹的扩展速率之间的表观差别仅仅是由于所采用的测定裂纹扩展速率的实验技术所造成的。按照标准方法(ASTM 标准 E647-86a, Philadelphia),采用由高 ΔK 水平降载的试验来测定疲劳阈值 ΔK_0 时,由于裂纹闭合,会导致明显偏高的 ΔK_0 值。然而,如果在循环压缩载荷下预制一个(见 11.12 节)小的穿透裂纹,然后采用增加应力强度因子的方法确定 ΔK_0,便会得到一个较为保守(低一些)门槛值(Suresh,1985b)。类似地,如果在高应力比和恒定 K_{max}条件下进行疲劳阈试验,即使对长裂纹也会得到较低的 ΔK_0 值,因为这种条件下裂纹闭合效应不显著(Herman,1988)。

· p. 548 ·

(iv)对某些系列的金属和加载条件,在惰性环境中小裂纹(1mm 量级或尺寸小)的扩展实际上与受到相同 ΔK 值的长裂纹相同。然而在侵蚀性介质中,如去离子水或氯化钠溶液,则发现小裂纹的扩展速率明显高于长裂纹。这种(化学短疲劳裂纹)效应归因于环境影响对裂纹尺寸的依赖关系以及裂纹尺寸对输送脆化物质到裂纹尖端的影响和对表面反应的影响(Gangloff,1981)。

不论起因如何,短裂纹的反常扩展行为对疲劳裂纹扩展的表征提出了有力的挑战。由于采用传统的断裂力学方法处理小裂纹问题会导致对有用的疲劳寿命作出危险的估计,这就要求进行更进一步的研究工作以建立可行的表征方法。

在本节的最后值得指出的是,短裂纹的研究正在提供一种可能的途径,使总寿命方法和损伤容限方法这二种看起来矛盾的设计思想得到统一。在应力-寿命方法中,疲劳阈(光滑试样中)是由疲劳极限 $\Delta\sigma_e$ 来表征的。对于开裂构件,在线弹性加载条件下裂纹扩展开始发生的门槛是由阈应力强度因子范围 ΔK_0 表征的。因而,如果一个疲劳裂纹在光滑试样中萌生并扩展到足以采用断裂力学方法表征的裂纹长度,预计阈条件将改变,相对于裂纹尺寸,由阈应力范围 $\Delta\sigma_{th}=\Delta\sigma_e$ 变为阈应力强度因子范围的名义值 ΔK_0,由基于循环应力的分析方法转变为断裂力学分析方法的过渡裂纹尺寸 a_0 可由下式确定(Kitagawa 和 Takahashi,1976)。

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\pi}\left[\frac{\Delta K_0}{\Delta\sigma_e}\right]^2 \\ \Delta K_{th} &= \Delta K_0,\text{对于}\quad a > a_0 \\ \Delta\sigma_{th} &= \Delta\sigma_e,\text{对于}\quad a > a_0 \end{aligned} \tag{11-25}$$

(基于断裂力学的相似性概念,长裂纹的本征阈应力强度因子范围 ΔK_{th},应该与裂纹尺寸无关,于是有 $\Delta K_{th}=K_0$),图 11-23 给出屈服强度在 30—770MPa 范围内的一些铁和非铁

合金的试验数据，裂纹长度小于 a_0 时基于应力的表征和大于 a_0 时的应力强度表征看来都与实验数据符合较好。

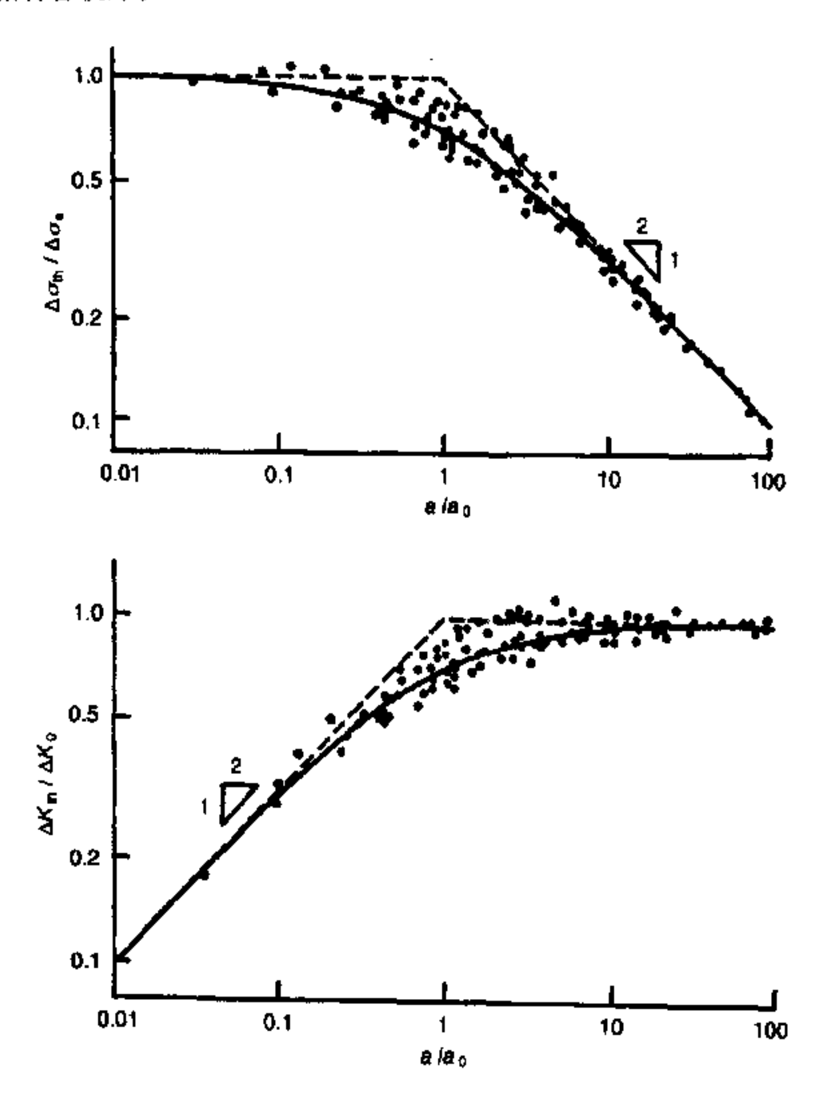


图 11-23 采用疲劳极限表征短裂纹（转变尺寸 a_0 以下）扩展和采用阈应力强度因子范围表征长裂纹（a_0 以上）扩展的 Kitagawa 和 Takahashi(1976)方法。数据点来源于 Tanaka 等人(1981)的工作，包括屈服强度在 30—770MPa 的多种铁和非铁合金

· p. 549 ·

11.10 变幅疲劳过程中的裂纹扩展迟滞

虽然材料疲劳的科学研究首先着眼于恒幅应力或恒幅应变问题，但实际上工程构件受到的几乎总是变幅疲劳，包括周期性的过载、块过载或随机载荷。变幅疲劳设计的传统方法是使用 Palmgren-Miner 线性损伤规律，每个应力循环的“损伤量”随该应力循环的应力幅值而变化。按此方法，如果开裂构件受到不同幅值的 n_j 个应力循环（$\Delta\sigma_j, j=1,p$），则

相对于总应力循环数的分损伤的线性累积必定等于1，即

$$\sum_{j=1}^{p} \frac{n_j}{N_{f_j}} = 1 \tag{11-26}$$

式中，N_{f_j}为假定全部应力幅等于 $\Delta\sigma_j$ 时所对应的失效循环数(N_{f_j}由 S-N 曲线确定)。该方法预测，较大应力幅将引起更大的损伤量。虽然基于总寿命方法的这个预测结果在某些情况下如裂纹萌生或是在载荷谱的变化不太大的随机谱时可能是正确的，但一般由 Palmgren-Miner 累积损伤律所给出的预测结果与许多试验数据不相符合。含有拉伸过载的变幅疲劳裂纹扩展数据可以说是否定该方法正确性的最清楚的证明。已经发现，对延性固体中的疲劳裂纹施加拉伸过载可能会导致裂纹扩展的严重迟滞(甚至完全停止)。

• p. 550 •

在工程实践中，人们常常需要使用实验室恒幅加载条件下(采用光滑试样)测定的相同材料的疲劳寿命来与经受变幅疲劳的结构构件中的累积疲劳损伤之间建立联系。近年来发展了若干"循环计数"技术，将复杂的载荷历程简化为一系列的独立循环，以便借助光滑疲劳试样的实验数据合理地估计"循环损伤"量。这些技术包括雨流计数法、程对计数法、穿级法和峰值计数法等等。其中计算机辅助的雨流计数法在疲劳寿命预测中，无论是局部应变法还是损伤容限法，都得到广泛应用(Mitchell，1979；Fuchs 和 Stephens，1980)。

• p. 551 •

图 11-24 给出金属材料在施加单拉过载之后的裂纹扩展瞬变特性示意图。当施加拉伸过载时，一般可观察到一个突发性的裂纹扩张(这在断裂表面上建立起一个延伸区)，如果在过载之后恒幅载荷又恢复到与过载前相同的名义 ΔK 水平，则裂纹扩展速率逐渐减慢下来，经过一段延迟距离 a_d 之后达到一个最小值。(裂纹减速的程度甚至裂纹停止的可能性由相对于基线循环载荷的过载量、应力状态、环境、应力比以及裂纹闭合效应等因素确定)超过该点之后，裂纹扩展加速直至裂纹扩展速率值$(da/dN)_R$ 达到恒幅 ΔK 水平所对应的速率值$(da/dN)_B$。在当裂纹达到总距离 a^* 和总循环数 N^* 的范围内发生瞬变的裂纹扩展。

已经提出了许多观点来解释由于单峰过载而引起的疲劳裂纹扩展迟滞效应。虽然单是一种机制未必能完全控制变幅载荷的所有瞬变效应，以下几种机制的联合作用将对过载后的裂纹扩展迟滞这一重要现象提供切实的描述。

(i)裂尖处的残余压应力。正如第 11.6.4 节所述，在拉伸疲劳裂纹的循环塑性区内存在着一个残余压应力区。拉伸过载导致残余压缩场范围扩大。许多研究者认为，这个增大的压缩区对裂尖施加压力，过载后裂尖受到较低的 ΔK 值而引起裂纹扩展迟滞。估计这个迟滞效应会持续存在直到当前的裂纹尖端扩展到穿过先前最大的弹-塑性边界。这些屈服区模型也被宇航工业广泛用于变幅载荷疲劳裂纹扩展的定量预测。然而，这种模型不能解释延迟迟滞现象的存在。并且这种基于塑性区尺度的总迟滞距离的预测常常较大地偏离实验观测结果。

(ii)塑性诱发的裂纹闭合。Elber(1970 年)已经提出，当过载后裂纹通过过载塑性区时，由于过载引起的增大的残余塑性延伸使塑性诱发的疲劳裂纹闭合水平提高。紧接过载后裂纹闭合水平提高的试验数据已证实了这个论点。然而仅仅这个机制并不能考虑微观组织和环境对瞬变的裂纹扩展的影响。

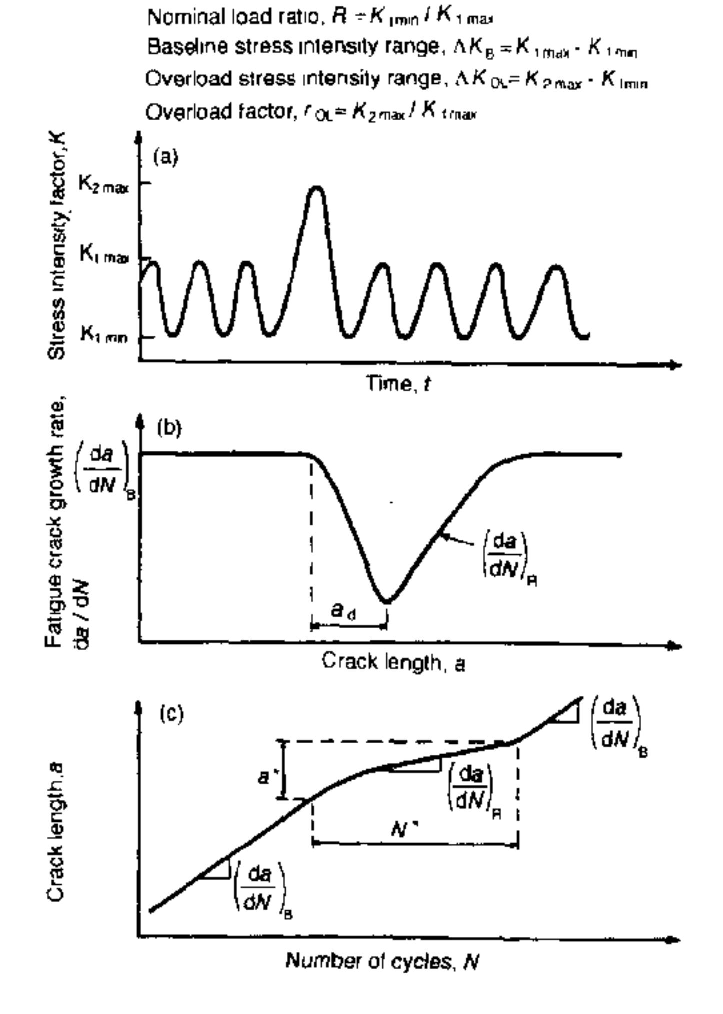


图 11-24　金属材料单拉过载后的裂纹扩展瞬变效应示意图。
定义了与各过载参数有关的名词(Suresh,1983)

(iii)包括裂尖钝化或分叉的裂纹几何形状的改变。对某些材料,如铝合金当施加峰值过载时会表现出裂尖钝化或分叉/偏转的倾向。由裂尖几何形状的这种变化所引起的接近裂纹尖端处应力强度因子范围的改变可能起到帮助过载后迟滞的作用。

(iv)在过载后的区域内近阈机制的作用。如果在过载后的迟滞区内有效 ΔK 值通过上述某一机制的作用而降低到近阈裂纹扩展区的典型值(尽管名义 ΔK 值为 Paris 区的典型值),则近阈机制,例如第一阶段断裂特征和氧化物诱发的裂纹闭合等,可能在施加过载后起作用(Suresh,1983)。

• p. 552 •

除上述机制外,裂尖应变硬化也被认为是对瞬变效应有贡献的因素。前述所有影响对于在过载块施加时所观察到的大瞬变效应也都起作用。此外,压缩过载的施加有时对疲劳断裂抗力是有害的,因为它使断裂表面的凹凸不平变得平滑,使钝化的裂纹尖端重新锐化或者因为压缩过载产生的残余拉应力加速裂纹扩展。

11.11 缺口疲劳

在处理疲劳问题的应力-寿命方法中，采用评价应力集中严重程度的疲劳缺口因子，它类似于单调加载中的理论应力集中系数 K_t。疲劳缺口因子 K_f 定义为非缺口试样的疲劳极限与缺口试样疲劳极限的比值，K_f 一般小于 K_t。对于高强度材料和缺口尖端半径比较大的情况，这两个因子比较接近，有时采用称为疲劳缺口敏感系数的参数 $q=(K_f-1)/(K_t-1)$ 来估计应力集中的剧烈程度。q 值在零和 1 之间变化。零和 1 分别对应于无缺口效应和由弹性理论预测的全缺口效应。K_f 和 q 一般由试验测定或由经验性的工程近似确定，在许多疲劳手册和数据汇编中可以查到(Peterson，1959)。

由于缺口根部处存在明显的塑性形变，应力-寿命方法常常并不适用于处理缺口疲劳问题。因此，更多地采用另外一种处理缺口疲劳问题的总寿命方法，即所谓的"局部应变法"。该方法借助由实验室试样(一般施加单轴载荷)确定的本构关系式把缺口尖端处的应力和应变与远场载荷相关联。这个处理方法通常包括两个步骤：(i)对于给定的试样几何条件和远场载荷确定紧靠缺口尖端前的应力和应变；(ii)疲劳寿命预测。该预测适用于紧靠缺口尖端前方区域内形变条件占优势的情况(通常使用由实验室光滑试样得到的低周疲劳数据)。断裂力学概念也适用于缺口疲劳问题，只要能适当地估计缺口尖端的应变场并且存在小范围循环屈服条件(对线弹性断裂而言)。处理缺口疲劳问题的各种方法的有关评述可详见 Dowling 等人(1977)的文章。

11.12 金属和非金属中的压缩疲劳

大多数科学和应用研究都集中在对循环拉伸载荷条件下的疲劳裂纹萌生和扩展问题的研究上。然而，过去 10 年中，全压缩循环载荷能够引起裂纹的萌生和亚临界扩展这一事实已变得越来越明显。当金属缺口板受到循环压缩载荷时，在宏观上垂直于远场压缩轴的方向上会发生沿缺口面的 I 型断裂(Hubbard，1969；Reid 等，1979；Suresh，1985b)。裂纹在停止之前逐渐减速。当由远场峰值压缩应力卸载时在裂纹尖端附近诱发的局部残余拉伸应力助长了这个裂纹扩展过程。对于含有尖锐的非闭合缺口的弹性-理想塑性固体，该残余拉伸应力大致等于压缩流变应力，分布在相当于循环塑性区尺寸的一段距离内。这个反复流变区大约是缺口尖端紧前方的单拉塑性区尺寸的四分之一(见图 11-25)。一旦残余拉应力被耗尽，并且随裂纹长度的增加，保持裂纹张开的循环载荷分量逐渐减小(裂纹闭合的结果)，则压缩疲劳裂纹完全停止扩展。

• p. 553 •

尽管在传统上曾将压缩疲劳断裂的发生与循环塑性相联系。近期的工作发现，脆性材料，如陶瓷和陶瓷基复合材料(Ewart 和 Suresh，1987；Suresh，1990)以及半结晶和无序的聚合物(Suresh 和 Pruitt，1991)也出现循环压缩载荷下的 I 型断裂。这种现象的一个特别值得注意的特点是，尽管金属和非金属材料微观形变过程非常不同，在压缩循环时却显示出一种宏观上类似的裂纹扩展行为。这种宏观上的一致性是由于卸载时均诱发了残余拉应力区(限于缺口尖端区)，而不管引起这个永久损伤的形变机制是微观开裂、剪切弯曲、

位错塑性、微裂纹形成、蠕变或是相转变。图 11-26(a)至图 11-26(c)给出不同材料在全压缩循环下产生 I 型疲劳断裂的几个例子，这些材料分别是 20vol. %SiC 质点强化的铜合金，多晶铝(晶粒尺寸=18mμ)，和无序聚苯二烯聚合物(重量平均克分子重=240000，数量平均克分子重≈86000)。注意，在图 11-26c 中有一个在裂尖处含有微裂纹的强形变区，微裂纹方向平行于裂纹面，垂直于远场压缩轴。由于微裂纹总是垂直于局部拉伸方向增长的，在垂直于远场压缩轴的方向上形成微裂纹的这种现象表明在裂纹面上产生了残余拉压力。

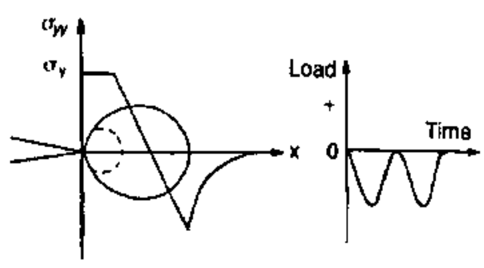
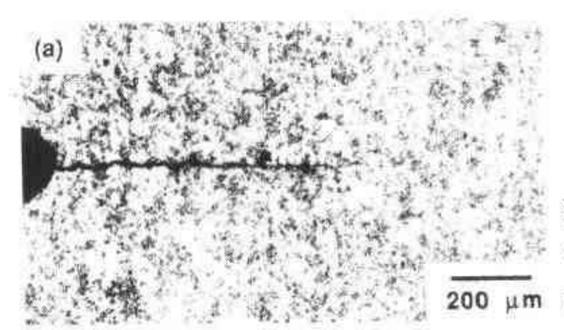
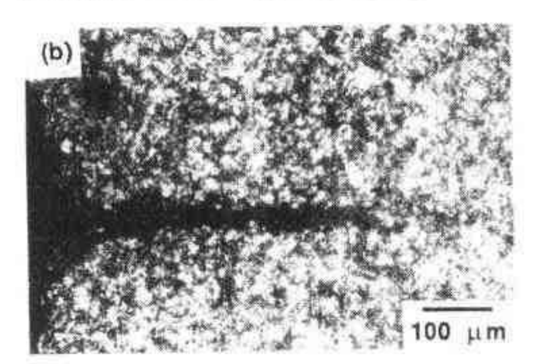


图 11-25 弹性-理想塑性固体受到一个零—压缩—零载荷循环时在尖锐的非闭合缺口处残余拉应力区的产生





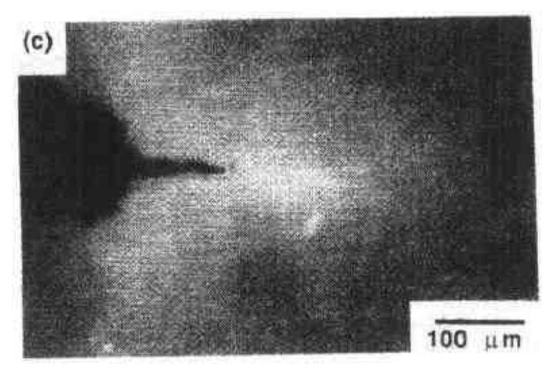


图 11-26 垂直于压缩轴的 I 型疲劳裂纹扩展的几个例子。(a)20 vol. %SiC 颗粒增强的 Al--3.5Cu 合金；(b)氧化铝陶瓷和(c)聚苯二烯(Suresh 和 Pruitt，1991)

11.13 陶瓷材料的疲劳

过去的 150 年中，大多数疲劳研究工作致力于对金属材料的研究。然而，随着现代合成技术的发展，陶瓷材料有可能得到应用如高温推进系统等。因此，人们对于这些脆性材料的疲劳研究兴趣日增。因为缺乏明显的塑性形变而不存在机械循环效应这种传统的假设，长期以来阻碍着陶瓷材料的疲劳研究。缺乏这方面的研究计划也是由于盲目地假定循环(位错)塑性是疲劳的必要条件，材料没有显示出循环塑性可能就没有经受真正的机械疲劳效应。虽然早已有一些零星的而且常常是有争论的试验现象表明在陶瓷材料中存在机械疲劳效应的可能性(Williams，1956；Guiu，1978；Evans，1980)，但关于陶瓷中机械疲劳的明确的研究结果在近几年中才有所出现。

• p. 554 •

第一篇关于在各种脆性陶瓷材料中纯粹机械疲劳失效的文章报道了循环压缩中裂纹的起始和扩展(Ewart 和 Suresh，1987；Suresh 和 Brockenbrough，1988)。上节所描述的这个过程专对循环疲劳加载条件，与脆性固体的单调压缩失效是明显不同的。后者是轴向裂开而不是所观察到的那种 I 型裂纹扩展。陶瓷中循环压缩断裂力学不仅与延

性金属材料中看到的相类似,而且也受到应力比、裂纹闭合以及裂纹面内吸附的碎屑质点等因素的影响。

近期的试验研究数据表明,室温下循环拉伸或循环拉-压加载时的疲劳裂纹扩展速率能够明显地高于准静态拉伸下的速率(Reece 等,1989;Dauskarddt 等,1990;Suresh,1990)。图 11-27 示出了室温下全反复($R=-1$)循环加载(频率 $v_c=5$Hz)时多晶氧化铝(晶粒尺寸≈10μm)中疲劳裂纹扩展速率 da/dN 随最大应力强度因子 K_{max}的变化。静态裂纹速度 da/dN 通过转换关系 $da/dN=v_c(da/dt)$以相同的坐标尺度也画在这张图中。可见,循环裂纹扩展速率比静载裂纹速度快了大约两个数量级。有趣的是,对于这种氧化铝,Paris 公式 $da/dN=C(\Delta K)^m$ 的指数有时高达 14,而对大部分金属材料,一般处于 2—4 的范围内。对于相变韧化(强化)的二氧化锆的室温疲劳试验,该指数 m 为更高的值(高达 42)。表 11-3 是作者由近期的文献评述中摘录的,该表给出了多种陶瓷和陶瓷基复合材料的拉伸和拉-压疲劳裂纹扩展特性。

• p. 555 •

表 11-3　陶瓷材料的拉伸或拉-压疲劳的数据汇总。列出了由试验确定的 Paris 疲劳裂纹扩展关系式 $da/dN=C(\Delta K)^m$中常数。C 和 ΔK 的单位分别为 m/cycle・(MPa・$\sqrt{m}$)$^{-m}$和 MPa・$\sqrt{m}$

(Suresh,1991;经 Cambridge 大学出版社同意)

材料	试验条件	C	m	ΔK
Al_2O_3[a] (99% 纯度)	$v_c=5$Hz,$R=-1.0$ 室温	1.1×10^{-11}	14±5	2.7—4.0
Al_2O_3[b] (90% pure)	$v_c=0.13$Hz,$R=0.15$ $T=1050$℃	2.8×10^{-10}	10	1.0—3.0
	$v_c=2$Hz,$R=0.15$ $T=1050$℃	6.3×10^{-11}	8	2.0—3.5
Mg-PSZ[c] (过时效)	$v_c=50$Hz,$R=0.1$ 室温	2.0×10^{-14}	21	1.5—2.1
(峰值强度)	$v_c=50$Hz,$R=0.1$ 室温	5.7×10^{-28}	24	5.2—7.2
(峰值强度)	$v_c=50$Hz,$R=0.1$ 室温	1.7×10^{-48}	42	7.7—10.0
(低韧性)	$v_c=50$Hz,$R=0.1$ 室温	4.9×10^{-22}	24	3.0—4.2
Al_2O_3-33vol.%SiC 晶须增强[d]	$v_c=0.1$Hz,$R=0.15$ $T=1400$℃	4.5×10^{-10}	7	3.5—6.0
	$v_c=2$Hz,$R=0.15$ $T=1400$℃	4.0×10^{-10}	4	3.5—6.0

a　使用楔形张开载荷试样直接进行 $\Delta K=K_{max}$的推-拉试验,引自 Reece 等(1989)的文章;

b　四点弯曲试样,引自 Ewart(190)和 Suresh(1990)的文章;

c　紧凑拉伸试验,Mg-PSZ 的峰值韧性和过时效条件分别通过在 1100℃下保温 3,7 和 24h 的热处理得到,低韧性条件下 Pertains to the as-fabricated material。引自 Dauskardt 等(1990)的文章;

d　四点弯曲试样,引自 Han 和 Suresh(1989)和 Suresh(1990)的文章。

基于如下的定义，如 Suresh（1990 年）所作的分类，已经确证了陶瓷材料中的机械疲劳效应（陶瓷研究的文献中常称为循环疲劳）。

(i)机械疲劳现象，即循环加载条件下出现的断裂模式与拉伸或压缩下所看到的明显的不同。（前面所描述的压缩疲劳效应是这种机械疲劳过程的例子）

(ii)微观力学现象，即循环损伤由循环形变的运动学不可逆性（起因于微观开裂、马氏体相变、蠕变、沿晶和界面的摩擦滑动等等）所引起，类似于金属疲劳中的滑移不可逆性[这一现象已经在陶瓷和陶瓷复合材料的室温压缩疲劳（Suresh 和 Brockenbrough，1988）以及高温拉伸疲劳（Hans 和 Suresh，1989）中得以证明]。

(iii)机械疲劳现象或机械-环境的复合效应，即疲劳中的扩展速率与静载下看到的速率极为不同，尽管在这二种情况下的基本失效机制是相同的（Reece 等，1989；Dauskard 等，1990）。

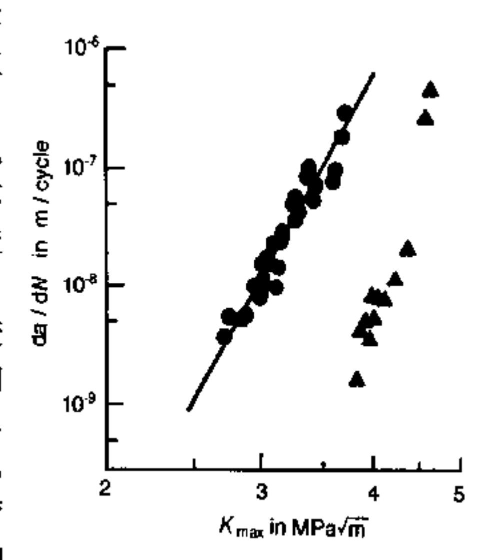


图 11-27　多晶氧化铝的疲劳裂纹扩展速率（$R-1$，$v_c=5$Hz）随最大应力强度因子的变化（实心圆圈）。也用正文中描述的程序以类似的坐标尺度给出了静载下的裂纹速度（实心三角）（Reece 等，1989）

• p. 556 •

大量研究已经表明，陶瓷在静态与循环条件下裂纹扩展速率之间有很大差异（见图 11-27），但其失效机制似乎非常相似。有人认为，陶瓷表现出来的上述明显差异主要是在循环加载条件下裂纹面之间的接触引起的（Evans，1980；Reeceetal，1989），并不是由于裂尖前方形变过程中的任何差别所致。在室温下，这种尾迹效应包括裂纹面被碎屑颗粒楔塞或存在一些未开裂的晶粒面。然而，高温下有关陶瓷和陶瓷基复合材料的裂尖损伤的透射电子显微镜研究表明，施加静载还是循环载荷，能够影响到近尖端的形变机制（Hans 和 Suresh，1989；Suresh，1990）。另外，由于预先存在的玻璃相或原位形成的无序相的存在，在高温环境下，无论是对静态断裂还是循环断裂的速率都会有明显的影响。由于在高温环境下，玻璃相的粘滞流对加载速率（和试验频率）敏感，因而可以预料到在静载和循环加载下断裂特性间的差别。有关包括频率对疲劳断裂的影响的这些差别，近年来在对多晶体氧化铝（Ewart，1990）和 SiC 晶须增强的氧化铝（Hans 和 Suresh，1989；Suresh，1990）的研究结果中有报道。需要注意，由于在该领域中所进行的研究数量有限，目前关于陶瓷材料疲劳效应起因的文献资料很少。虽然陶瓷疲劳裂纹扩展方面的试验数据已开始出现，要清楚地了解机械疲劳的过程，必须进行更进一步的工作。

11.14　聚合物循环变形与疲劳

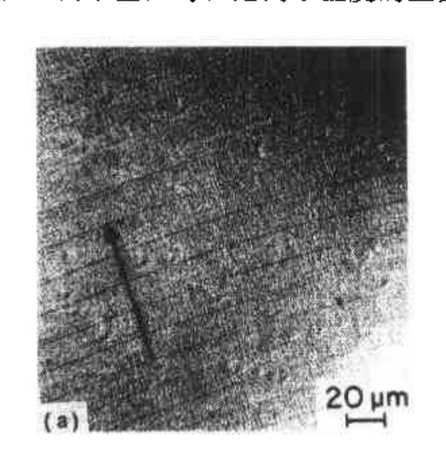
目前已有大量关于聚合物材料疲劳行为的文献。尽管目前对于亚结晶晶体和无序聚合物中的循环形变和疲劳了解不多，但由于在工程结构中塑料的应用增多，这方面的研究正在成为具有显著实际意义的课题。有许多关于聚合物疲劳的评述和专论可供参考

(Hertzberg 与 Manson，1980，1986；Takemori，1990)。有关聚合物的塑性形变和断裂的详细资料可参阅本丛书第 12 卷中第 10 章和第 15 章。本节将简要地综述聚合物在循环形变特性和疲劳裂纹扩展行为上与金属的相似性和差别。

• p. 557 •

在单调拉伸条件下，聚合物中最突出的变形方式是银纹化和剪切流变。聚合物中的剪切流变是一种与金属中类似的延性变形过程，银纹化是一个伪脆性过程。在聚合物中，裂纹前方的银纹区有点类似于金属中裂纹前缘的塑性区。银纹中含有被多孔区分开的、分子取向极为相近的纤维，银纹本身的密度是聚合物基体密度的 20%－40%。银纹一般沿垂直于拉伸主应力的方向形成。在单调拉伸应力作用下，银纹通过从周围基体获取更多纤维而扩展。有关聚合物中银纹的综合性评述见 Kramer(1982)和 Kramer 与 Berger(1990)的文章(进一步的资料也可见本卷第 10 和 15 章)。

在循环加载条件下，聚合物的特征看来与金属中的不同。这些不同仅仅反映出它们的同系温度(相对于疲劳试验温度)、变形热扩散和基本结构组成等方面的差异。(i)如 11.2 和 11.3 节所讨论的，金属材料表现为循环硬化还是循环软化取决于先前的加载史、热处理条件和滑移模式。而聚合物的形变总是表现为循环软化(Rabinowitz 和 Beardmore，1974)；(ii)由于室温可以是同系温度的重要组成部分并且在聚合物中普遍存在粘滞阻尼效应，因此在高频率的循环加载时(一般超过 30Hz)能在塑料中引起滞后升温和热软化。另一方面，极低的应变速率和循环应变频率可引起蠕变。因此，室温下的这种应变速率敏感性在聚合物中要比金属明显得多；(ii)循环塑性是金属疲劳中最主要的变形模式，而聚合物材料中则表现为均匀变形过程(比如分子链断开、重新取向或滑移、或晶化)或是不均匀变形过程，后者包括银纹和剪切带。事实上，银纹实际起到与金属中的驻留滑移带相同的作用。关于分子变量对银纹化和剪切流变的影响已成为许多研究所关注的课题(Sauer 和 Hara，1990)。



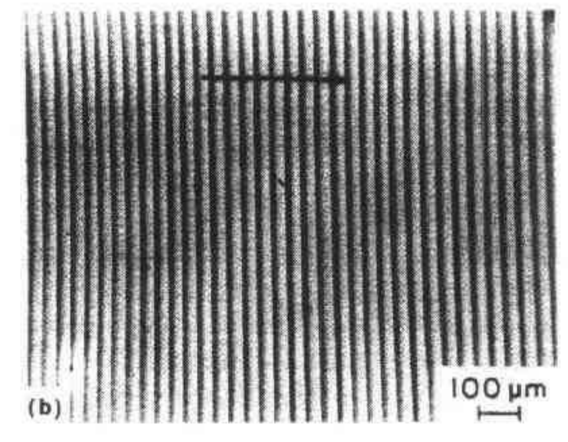


图 11-28 (a)PMMA 中条带；(b)聚氯乙稀中的不连续增长带，两张图中的箭头指示裂纹扩展方向(照片经 Lehigh 大学 R. W. Hertzberg 同意)

• p. 558 •

前面讨论过的处理金属材料疲劳问题的应力-寿命和应变-寿命方法也广泛地用于聚合物材料(然而对后者需要特别小心，确保将力学疲劳效应与滞后升温引起的热效应分开)。类似地，聚合物的疲劳裂纹扩展特性也依据线弹性断裂力学使用 Paris 型关系来表征。Hertzberg 和 Manson (1980，1986)给出了有关疲劳裂纹扩展试验数据的综述。

在聚合物中也会出现一些不同的断裂表面形貌和失效模式。

(i)在高 ΔK 水平下，裂纹扩展速率超过 5×10^{-4}mm/cycle，聚合物断裂表面上也出现条带，与金属中所看到的(图 11-15)非常相似。图 11-28(a)给出了在有机玻璃(PMMA)中疲劳条带的例子。相邻条带之间的间距与宏观疲劳裂纹扩展速率有极好的对应关系。Hertzberg 和 Manson(1980)在对其它几种聚合物的研究中也已发现有类似的对应关系。

(ii)在较低的 ΔK 水平下，许多聚合物呈现出不连续增长带(DGB_s)，它们表面上与疲劳条带类似。然而，DGB 间距常常大于每循环裂纹扩展率许多倍，表明裂纹并非每个应力循环都向前进展，而是几十个或几百个循环过后才向前突进一次。图 11-28(b)示出了聚氯乙烯(PVC)中的不连续增长带的例子，在聚合物中的不连续裂纹扩展突进常常伴随着与裂纹共面的银纹化。采用屈服区模型，即类似于解决金属疲劳问题的 Dugdale 板条屈服模型，合理地描述了借助于银纹化的这种不连续的裂纹扩展(Skibo 等，1977)。该模型采用 Dugdale 的裂纹张开位移表达式估计裂纹尖端处银纹的最大张开 δ_{cz}

$$\delta_{cz} \propto \frac{K_{max}^2}{E\sigma_{cz}} \tag{11-27}$$

式中，δ_{cz}是银纹出现处的应力。Skibo 等人提出，在循环加载期间，尽管裂纹尖端保持着稳定状态，疲劳损伤的累积导致 δ_{cz}逐渐增加。图 11-29 给出一组说明 PVC 中裂尖银纹化和不连续裂纹扩展过程的微观金相照片。图中标出了裂纹尖端和银纹尖端的位置。近来 Konczol 等人(1984)以及 Doll 和 Konczol(1990)使用光学干涉仪的有关研究也已提供了疲劳裂纹尖端前银纹形成的详细观察结果。尽管目前对于疲劳裂纹通过银纹扩展还不完全了解，小角度 X 射线散射研究(如 Mills 等。1985；Brown 等，1987)已揭示了疲劳过程中银纹中纤维弯折的迹象。

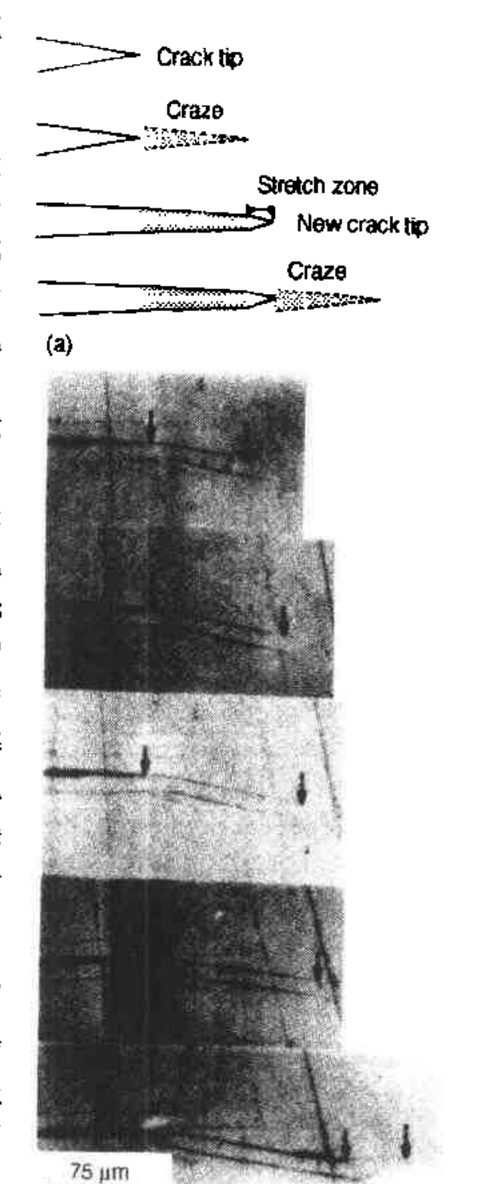


图 11-29 (a)在疲劳裂纹尖端处银纹形成的示意图。(b)PVC 中不连续的疲劳裂纹扩展和裂尖银纹化的微观金相照片。左边的箭头指示疲劳裂纹尖端的位置，右边的箭头指示银纹的尖端。N 代表应力循环数(Hertzberg 和 Manson，1973，照片经 Lehigh 大学 R. W. Hertzberg 同意)

(iii)在一些聚合物中，由自由表面萌生的短表面裂纹以银纹化(与裂纹面一致)和剪切弯曲(取向为 45°，对裂纹面对称)的复合形式前进。使裂纹剖面成希腊字母 ε 型。这种断裂过程在聚碳酸酯、聚砜、聚酯碳酸酯共聚物以及聚丙烯酸酯盐共聚物中都已观察到，称为 ε 不连续裂纹扩展(Jakemori，1984)。

(iv)在高 ΔK 区或较高的试验温度下，由 ε 不连续扩展过程变为纯剪断裂，这时沿其

中一条剪切带发生失效。

· p. 559 ·

11.15 结　论

本文旨在提供关于材料中循环变形和疲劳断裂方面的论述。虽然讨论立求简要，但该领域中的主要进展都已论述到了，并且也指出了在有些方面尚缺乏定量的理解；着重从力学和微观力学方面以及金属的疲劳行为方面进行了评述；给出了大量参考文献。

通过本章的论述读者可容易地了解到发生疲劳失效的微观和宏观过程的复杂性。尽管在某些领域中的进一步研究工作还很有必要。但在疲劳问题的许多方面都已取得了显著的进展，在微观组织结构和亚结构的改变面发生的能导致"永久损伤"的循环形变等方面，已获得了大量有用的试验结果。这要归功于先进电子显微镜的发展。同样，过去几十年的研究工作也提供了关于微观组织结构、环境和力学因素等对疲劳裂纹扩展影响方面的有价值的结果。为了适应估算长疲劳裂纹扩展寿命的需要，在发展适用的表征方法、特别是借助于线弹性断裂力学的表征方法方面也取得了显著的成功。这些方法在各类工程实际中得到了广泛的应用。然而，为了发展针对疲劳裂纹萌生、环境促进的断裂、多轴疲劳和疲劳小裂纹这一复杂领域(常常超出连续介质力学分析地界限)的定量模型和设计方法，进一步的工作是需要的。这些课题无疑需要不同学科的研究者之间的合作。

值得强调的一点是，不同的疲劳方法对于微观结构设计提供明显不同的指导准则。例如，基于总寿命方法的疲劳性能改进一般要求高强度、细晶和波状滑移的微观组织。另一方面，基于损伤容限的表征方法，疲劳裂纹扩展抗力的提高，尤其是近阈区内(因为大部分裂纹扩展寿命消耗于此区内)，通常要求较低的强度，粗晶和平滑移的微观组织。对于如何改进疲劳抗力的这些明显矛盾的观点只不过是在定量分析疲劳寿命怎样包括裂纹萌生阶段寿命和裂纹扩展阶段寿命问题上的区别的一种反映。在解决疲劳问题的总寿命方法中，裂纹萌生寿命占疲劳寿命的很大比例。而缺陷容限方法只处理裂纹扩展寿命。这足以说明，为了全面地了解疲劳行为，必须在裂纹萌生和裂纹扩展模型化之间权衡利弊。本综述关于短疲劳裂纹问题的讨论(见图 11-23)也提供了使总寿命方法和缺陷容限方法这二个表面上看起来似乎不同的观点能以统一的方法得到解释的一些有用的途径。

虽然金属和合金的疲劳始终是基础课题和应用的研究，但材料科学的近期发展要求推广现有知识并获得新的关于先进非金属材料和复合材料的疲劳方面的研究结果。过去几十年对金属材料的研究注重了循环滑移的运动学不可逆性在疲劳裂纹萌生和扩展中的作用。然而日益增多的研究结果证明，在晶体材料中存在机械疲劳效应而它们并不显示明显的位错运动，比如室温下的陶瓷材料。这些情况中，循环载荷下微观变形的运动学不可逆性助长疲劳效应，这看来与金属疲劳相类似。在这些显示真实疲劳效应的非金属材料中，变形的微观机制可能是多种多样的，如微观开裂、马氏体转变、沿晶粒边界的磨擦滑动以及界面、银纹或蠕变空隙。陶瓷、聚合物、无机复合材料和有机复合材料的循环形变和疲劳裂纹扩展研究需要获得有关在单拉和循环加载二种加载条件下和在复杂应力状态下的基本响应方面的实验结果。这些新的途径为从事先进工程材料疲劳研究的研究者提出了富于挑战性的前景。

11.16 致　　谢

作者对美国能源部(合同号 No. DE-FG02-84-ER-45167)和海军研究机构(合同号 No. N00014-89-J-3099)在手稿准备期间的资助深表感谢。感谢 H. Mughrabi 教授和 E. J. Kramer 教授对手稿的许多有帮助的建议。

11.17 参考文献

Ackermann, F., Kubin, L. P., Lepinoux, J., Mughrabi, H. (1984), *Acta Met. 32*, 715.

Asaro, R. J. (1975), *Acta Met. 23*, 1255.

Atkinson, J. D., Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1974), *Phil. Mag. 30*, 1247.

Basinski, S. J., Basinski, Z. S., Howie, A. (1969), *Phil. Mag. 19*, 899.

Basinski, Z. S., Korbel, A. S., Basinski, S. J. (1980), *Acta Met. 28*, 191.

Basquin, O. H. (1910), *Proc. Amer. Soc. Test. Mater. 10*, 625.

Bauschinger, J. (1886), *Mitt. Mech.-Tech. Lab., XIII*, München.

Bodner, S., Partom, Y. (1975), *J. Appl. Mech. 42*, 385.

Boettner, R. C., McEvily, A. J., Liu, Y. C. (1964), *Phil. Mag. 10*, 95.

Brett, S. J., Doherty, R. D. (1978), *Mater. Sci. Eng. 32*, 255.

Brown, H. R., Kramer, E. J., Bubeck, R. A. (1987), *J. Polymer Science, Polymer Phys. B 25*, 1765.

Brown, L. M., Clarke, D. R. (1977), *Acta Met. 25*, 563.

Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1971), *Phil. Mag. 23*. 1185.

Budianski, B., Hutchinson, J. W. (1978), *J. Appl. Mech. 45*, 267.

Chaboche, J. L. (1986), *Intl. J. Plast. 2*, 149.

Coffin. L. F. (1954), *Trans. Amer. Soc. Mech. Eng. 76*, 931.

Dafalias, Y. F., Popov, E. P. (1975), *Acta Mech. 21*, 173.

Dauskardt, R. H., Marshall, D. B., Ritchie, R. O. (1990), *J. Amer. Ceram. Soc. 7*, 893.

Differt, K., Essmann, U., Mughrabi, H. (1986), *Phil. Mag. A54*, 237.

Döll, W., Könczöl, L. (1990), *Adv. Polymer Science 91/92*, 138.

Dowling, N. E. (1977), *Cyclic Stress-Strain and Plastic Deformation Aspects of Fatigue Crack Growth, Special Technical Publication 637*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 97–121.

Dowling, N. E., Begley, J. A. (1976), *Mechanics of Crack Growth, Special Technical Publication 590*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 82–103.

Dowling, N. E., Brose, W. R., Wilson, W. K. (1977), *Fatigue under Complex Loading – Analysis and Experiments*. Warrendale: Society of Automotive Engineers, pp. 55–84.

Elber, W. (1970), *Eng. Fract. Mech. 2*, 37.

Elber, W. (1971), *Damage Tolerance in Aircraft Structures, Special Technical Publication 486*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 230–242.

Evans, A. G. (1980), *Intl. J. Fract. 16*, 485.

Ewart, L. (1990), Ph.D. Thesis, Brown University.

Ewart, L., Suresh, S. (1987), *J. Mater. Sci. 22*, 1173.

Ewing, J. A., Humfrey, J. C. (1903), *Phil. Trans. Royal Soc. London A200*, 241.

Feltner, C. E., Laird, C. (1967), *Acta Met. 15*, 1621.

Forsyth, P. J. E. (1953), *Nature 171*, 172.

Forsyth, P. J. E. (1962), *Proceedings of Cranfield Symposium*. London: Her Majesty's Stationery Office, pp. 76–94.

Fuchs, H. O., Stephens, R. I. (1980), *Metal Fatigue in Engineering*. New York: John Wiley.

Gangloff, R. P. (1981). *Res. Mech. Lett. 1*, 299.

Gerold, V., Karnthaler, H. P. (1989), *Acta Met. 37*, 2177.

Gould, D., Hirsch, P. B., Humphreys, F. J. (1974), *Phil. Mag. 30*, 1353.

Guiu, F. (1978), *J. Mater. Sci. Lett. 13*, 1357.

Guiu, F., Anglada, M. (1980), *Phil. Mag. A 42*, 271.

Han, L X., Suresh, S. (1989), *J. Amer. Ceram. Soc. 72*, 1233.

Hancock, J. R., Grosskreutz, J. C. (1969), *Acta Met. 17*, 77.

Hasegawa, T., Yakou, T., Kocks, U. F. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 189.

Heinz, A., Neumann, P. (1990), *Acta Met. Mater. 38*, 1933.

Herman, W. A., Hertzberg, R. W., Jaccard, R. (1988), *Fat. Fract. Eng. Mater Struct. 4*, 303.

Hertzberg, R. W., Manson, J. A. (1973), *J. Mater. Sci. 8*, 1554.

Hertzberg, R. W., Manson, J. A. (1980), *Fatigue of Engineering Plastics*. New York: Academic Press.

Hertzberg, R. W., Manson, J. A. (1986), *Encyclopedia of Polymer Science and Engineering*, Vol. 7, 2nd ed. New York: John Wiley, pp. 346–378.

Hill, R. (1950), *The Mathematical Theory of Plasticity* Oxford: Clarendon Press.

Hubbard, R. P. (1969), *J. Basic Eng. 91*, 625.

Hunsche, A., Neumann, P. (1986), *Acta Met. 34*, 207.

Hutchinson, J. W. (1968), *J. Mech. Phys. Solids 16*, 13.

Irwin, G. R. (1957), *J. Appl. Mech. 24*, 361.

Iwan, W. D. (1967), *J. Appl. Mech. 34*, 612.

Kanninen, M. L., Popelar, C. H. (1985), *Advanced Fracture Mechanics*. New York: Oxford University Press.

Katagiri, K., Omura, A., Koyanagi, K., Awatani, J., Shiraishi, T., Kaneshiro, H. (1977), *Metall. Trans. 8A*, 1769.

Kim, W. H., Laird, C. (1978), *Acta Met. 26*, 789.

Kitagawa, H., Takahashi, S. (1976), *Proc. Second Intl. Conf. on Mechanical Behavior of Materials*. Metals Park: American Society for Metals, pp. 627–631.

Könczöl, L., Schincker, M. G., Döll, W. (1984), *J. Mater. Sci. 19*, 1605.

Kramer, E. J. (1982), *Adv. Polymer Sci. 52/53*, 1.

Kramer, E. J., Berger, L. L. (1990), *Adv. Polymer Sci. 91/92*, 1.

Krieg, R. D. (1975), *J. Appl. Mech. 47*, 641.

Kwadjo, R., Brown, L. M. (1978), *Acta Met. 26*, 1117.

Laird, C. (1967), *Fatigue Crack Propagation, Special Technical Publication 415*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 131–168.

Landgraf, R. W. (1970), *Achievement of High Fatigue Resistance in Metals and Alloys, Special Technical Publication 467*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 3–15.

Lankford, J. (1982), *Fat. Eng. Mater. Struct. 5*, 233.

Larsson, S. G., Carlsson. A. J. (1973), *J. Mech. Phys. Solids 21*, 263.

Lee, J.-K., Laird, C. (1983), *Phil. Mag. A47*, 579.

Lilholt, H. (1977), *Acta Met. 25*, 571.

Lisiecki, L. L., Weertman, J. R. (1990), *Acta Met. Mater. 38*, 509.

Llorca, J., Needleman, A., Suresh, S. (1990), *Scripta Met. Mater. 24*, 1203.

Lukáš, P., Klesnil, M. (1973), *Mater. Sci. Eng. 11*, 345.

Lynch, S. P. (1988), *Acta Met. 36*, 2639.

Ma, B.-T., Laird, C. (1989), *Acta Met. 37*, 325.

Malvern, L. E. (1969), *Introduction to the Mechanics of a Continuous Medium*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall.

Manson, S. S. (1954), *National Advisory Commission on Aeronautics, Report No. 1170*. Cleveland: Lewis Flight Propulsion Laboratory.

Masing, G. (1926), *Proc. Second Intl. Conf. Appl. Mech.* Zurich, pp. 332–335.

May, A. N. (1960), *Nature 185*, 303.

McClintock, F. A. (1963), *Fracture of Solids:* Drucker, D. C., Gilman, J. J. (Eds.). New York: Wiley, pp. 65–102.

McClintock, F. A. (1967), *M.I.T. Report*, Cambridge, MA; cited in Pelloux (1969).

McMeeking, R. M., Evans, A. G. (1982), *J. Amer. Ceram. Soc. 65*, 242.

Mills, P. J., Brown, H. R., Kramer, E. J. (1985), *J. Mater. Sci. 20*, 4413.

Minakawa, K., McEvily, A. J. (1981), *Scripta Met. 15*, 633.

Mitchell, M. (1979), *Fatigue and Microstructure:* Meshii, M. (Ed.). Metals Park: American Society for Metals, pp. 385–437.

Moosbrugger, J. C., McDowell, D. (1989), *J. Eng. Mater. Tech. 111*, 87.

Morrow, J. D. (1965), *Internal Friction, Damping and Cyclic Plasticity, Special Technical Publication 378*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 45–60.

Mróz, Z. (1967), *J. Mech. Phys. Sol. 15*, 163.

Mughrabi, H. (1978), *Mater. Sci. Eng. 33*, 207.

Mughrabi, H. (1980), *The Strength of Metals and Alloys:* Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, Vol. 3, pp. 1615–1639.

Mughrabi, H. (1983), *Acta Met. 31*, 1367.

Mughrabi, H., Ackermann, F., Herz, K. (1979), *Fatigue Mechanisms, Special Technical Publication 675*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 69–105.

Mughrabi, H., Wüthrich, Ch. (1976), *Phil. Mag. A. 33*, 963.

Neumann, P. (1969), *Acta Metallurgica 17*, 1219.

Neumann, P. (1983), *Physical Metallurgy:* Cahn, R. W., Haasen, P. (Eds.). Amsterdam: Elsevier Science, pp. 1554–1593.

Neumann, P. (1986), *Mater. Sci. Eng. 81*, 465.

Neumann, P., Tönnessen, A. (1988), *Strength of Metals and Alloys:* Kettunen, P. O., Lepistö, T. K., Lehtonen, M. E. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, Vol. 1, pp. 743–748.

Neumann, R. (1975), *Zeit. Metallkunde 66*, 26.

Nine, H. D. (1973), *J. App. Phys. 44*, 4875.

Paris, P. C., Gomez, M. P., Anderson, W. P. (1961), *The Trend in Eng. 13*, 9.

Paris, P. C., Bucci, R. J., Wessel, E. T., Clark, W. G., Mager, T. R. (1972), *Stress Analysis and Growth of Cracks, Special Technical Publication 513*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 141–176.

Pearson, S. (1975), *Eng. Fract. Mech. 7*, 235.

Pederson, O. B. (1990), *Acta Met. Mater. 38*, 1201.

Pelloux, R. M. N. (1969), *Trans. Amer. Soc. Met. 62*, 281.

Peterson, R. E. (1959), *Metal Fatigue:* Sines, G., Waisman, J. L. (Eds.). New York: McGraw-Hill, pp. 293–306.

Rabinowitz, S., Beardmore, P. (1974), *J. Mater. Sci. 9*, 81.

Reece, M. J., Guiu, F., Sammur, M. F. R. (1989), *J. Amer. Ceram. Soc. 72*, 348.

Reid, C. N., Williams, K., Hermann, R. (1979), *Fat. Eng. Mater. Struct. 1*, 267.

Rice, J. R. (1967), *Fatigue Crack Propagation, Special Technical Publication 415*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 247–309.

Rice, J. R. (1968), *J. Appl. Mech. 35*, 379.

Rice, J. R., Rosengren, G. F. (1968), *J. Mech. Phys. Solids 16*, 1.

Ritchie, R. O., Suresh, S., Moss, C. M. (1980), *J. Eng. Mater. Tech. 102*, 293.

Sadananda, K., Shahinian, P. (1979), *Eng. Fract. Mech. 11*, 73.

Sauer, J., Hara, M. (1900), *Adv. Polymer Sci. 91/92*, 69.

Schulte, K., Nowack, H., Trautmann, K. H. (1980), *Z. Werkstofftech. 11*, 287.

Scoble, W. R., Weissman, S. (1973), *Cryst. Latt. Def. 4*, 123.

Shih, C. F. (1981), *J. Mech. Phys. Solids 29*, 305.

Skibo, M. D., Hertzberg, R. W., Manson, J. A., Kim, S. (1977), *J. Mater. Sci. 12*, 531.

Stewart. A. T. (1980), *Eng. Fract. Mech. 13*, 463.

Stoltz, R. E., Pelloux, R. M. N. (1976), *Metall. Trans. 7A*, 1295.

Suresh, S. (1983), *Eng. Fract. Mech. 18*, 577.

Suresh, S. (1985a), *Metall. Trans. 16A*, 249.

Suresh, S. (1985b), *Eng. Fract. Mech. 21*, 453.

Suresh, S. (1990), *Intl. J. Fract. 42*, 41.

Suresh, S. (1991), *Fatigue of Materials*. Cambridge: Cambridge University Press.

Suresh, S., Brockenbrough, J. R. (1988), *Acta Metall. 36*, 1455.

Suresh, S., Pruitt, L. (1991), in: *Proc. 8th Intl. Conf. on Deformation, Yield and Fracture of Polymers, Churchill College, Cambridge, April 1991*. London: Plastics and Rubber Institute, pp. 32-1–32-4.

Suresh, S., Ritchie, R. O. (1982), *Met. Sci. 16*, 529.

Suresh, S., Ritchie, R. O. (1984a), *Fatigue Crack Growth Threshold Concepts:* Davidson, D. L., Suresh, S. (Eds.). Warrendale: The Metallurgical Society, pp. 227–261.
Suresh, S., Ritchie, R. O. (1984b), *Intl. Met. Rev. 29*, 445.
Suresh, S., Zamiski, G. F., Ritchie, R. O. (1981), *Metall. Trans. 12A*, 1435.
Tada, H., Paris, P. C., Irwin, G. R. (1973), *Stress Analysis of Cracks Handbook*. Hellertown, PA: Del Research Corporation.
Takemori, M. T. (1984), *Ann. Rev. Mater. Sci. 14*, 171.
Takemori, M. T. (1990), *Adv. Polymer Sci. 91/92*, 263–300.
Tanaka, K., Nakai, Y., Yamashita, M. (1981), *Intl. J. Fract. 17*, 519.
Thompson, N., Wadsworth, N. J., Louat, N. (1956), *Phil. Mag. 1*, 113.
Walker, N., Beever, C. J. (1979), *Fat. Eng. Mater. Struct. 1*, 135.
Weertman, J. (1966), *Intl. J. Fract. 2*, 460.
White, C. S., Bronkhorst, C., Anand, L. (1990), *Mech. Mater.*, in press.
Wilhelm, M., Everwin, P. (1980), *The Strength of Metals and Alloys:* Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, Vol. 2, pp. 1089–1099.
Williams, L. S. (1956), *Trans. Brit. Ceram. Soc. 55*, 287.
Wilson, D. V. (1965), *Acta Met. 13*, 807.
Winter, A. T., Pederson, O. B., Rasmussen, K. V. (1981), *Acta Met. 29*, 735.
Wöhler, A. (1860), *Zeitschrift für Bauwesen 10*, 160.
Wood, W. A. (1958), *Phil. Mag. 3*, 692.
Woods, P. J. (1973), *Phil. Mag. 28*, 155.
Wüthrich, Ch. (1982), *Int. J. Fract. 20*, R35.
Zappfe, C. A., Worden, C. O. (1951), *Trans. Amer. Soc. Met. 43*, 958.

一般阅读资料

Bannantine, J. A., Comer, J. J., Handrock, J. L. (1990), *Fundamentals of Metal Fatigue Analysis*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall.
Fong, J. T. (Ed.) (1979), *Fatigue and Microstructure, Special Technical Publication 675*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials.
Hertzberg, R. W. (1989), *Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials*, 3rd ed. New York: Wiley.
Hertzberg, R. W., Manson, J. A. (1980), *Fatigue of Engineering Plastics*. New York: Academic Press.
Klesnil, M., Lukáš, P. (1980). *Fatigue of Metallic Materials*. Prague: Academia.
Kitagawa, H., Tanaka, T. (Eds.) (1990), *Fatigue 90*, Proceedings of an International Conference, Honolulu, July 1990. Birmingham: Materials and Components Engineering Publications.
Laird, C. (1983), "The Application of Dislocation Concepts in Fatigue", in: *Dislocations in Solids:* Nabarro, F. R. N. (Ed.). Amsterdam: North-Holland, Chapter 26.
Mughrabi, H. (1985), "Dislocations in Fatigue", in: *Dislocations and Properties of Real Materials*, Book No. 323. London: The Institute of Metals, pp. 244–262.
Neumann, P. (1983), "Fatigue", in: *Physical Metallurgy*, 3rd edn, Cahn, R. W., Haasen, P. (Eds.). Lausanne: Elsevier, Chapter 24.
Suresh, S. (1991), *Fatigue of Materials*. Cambridge University Press.

12 断裂机制

Hermann Riedel
Fraunhofer-Institut fü r Werkstoffmechanik, Freiburg, Federal Republic of Germany
·（陶春虎译　傅孙靖校）

目录

符号与缩语表

a	裂纹长度
a	晶格参数
A	Norton 蠕变定律中的材料参数
A_0	呈幂指数硬化规律材料的材料参数
$\boldsymbol{b}$	伯格斯矢量
c	碳化物厚度
c	剪切波速率
d	晶粒尺寸或晶粒小平面直径
δD_d	晶界扩散系数
E	杨氏模量
f	孔洞体积分数
f^*	考虑疏松效应增加的孔洞体积分数
f_c, f_f	演变 Gurson 模型中的可调节参数
f_0	初始孔洞体积分数
G	剪切模量
ΔG	摩尔自由焓
$\Delta G_b, \Delta G_s$	在晶界、自由表面编析的摩尔自由焓
$h(\psi)$	考虑双凸微孔形状的无量纲函数
J	形状积分
J^*	单位时间和晶界面积内成核的孔洞数
J_R	用 J 积分表示开裂阻力
k	玻尔兹曼常量
K_I	应力强度因子
K_R	以 K_I 表示的开裂阻力
K_{Ic}	断裂韧度
K_{Id}	快速开裂的动态断裂韧度
K_{Ie}	自生位错发射 K_I 的临界值
K_{SS}	开裂阻力的稳态值
K_{ISSC}	应力腐蚀开裂阈值
m	Weibull 模量

n	Norton 蠕变定律中的应力指数
N	硬化指数
$N(R,t)$	空穴尺寸的分布函数
P	载荷
q_1, q_2	演变 Gurson 模型中的可调节参数
r	极坐标,距裂纹尖端的距离
R	空穴半径
R	气体常数
r_{pl}	塑性区尺寸
r_0	位错核宽度
t	时间
T	绝对温度
t_c	空穴粗化的时间
t_f	断裂的时间
T_R	撕裂模量
t_1	特征时间
u	相对于平衡晶格间距的位移
u_i	位移场
Δu	裂纹小平面的分离距离
V	体积
$\dot{v}$	球形孔洞(无量纲)归一化长大速率
W	应变能密度
W	试样宽度
x	浓度
x_c	临界距离
x_1, x_2, x_3	直角坐标
α, β, γ	参量
α'	比例系数
γ_b	单位晶界能
γ_s	单位表面能
Δ	载荷-点位移
$\dot{\Delta}$	载荷点位移速率
δ_c	临界裂纹尖端张开位移
δ_t	裂纹尖端张开位移
ε	单向拉伸应变
ε_e	等效拉伸应变
$\dot{\varepsilon}_e$	等效拉伸应变速率
ε_f	断裂应变

ε_{ij}　应变张量

$\dot{\varepsilon}_{ij}$　应变速率

ε_{nuc}　发生孔洞萌生的宏观应变

θ　角度(极坐标)

θ　有效晶界位置的相对范围

λ　在一晶粒小平面两空穴间距

λ　应变比

ν　横向收缩的泊松比

ρ　蠕变损伤参数

σ　拉伸应力

σ_h　空穴边界的应力

σ_c　减聚的临界拉伸应力

σ_e　von Mises 等效应力

σ_f　断裂应力

σ_I,σ_T　法向,横向拉伸应力

σ_m　平均(或静)应力

σ_M　基体材料的等效流动应力

σ_y　塑性屈服应力

σ_{id}　理论强度

σ_{ij}　应力张量

σ'_{ij}　偏量

σ_f^*　解理断裂应力

τ　分切应力

τ_i　摩擦剪切应力

τ_y　剪切时的塑性屈服应力

ϕ　流动势

ψ　空穴尖端的 V 型角

ω　晶界小平面的空穴面积分数

ω　Kachanov 模型中的损伤参数

Ω　原子体积

ω_f　ω 的断裂值

CCP　中心裂纹拉伸试样

CT　紧凑拉伸

HRR　Hutchinson,Rice 和 Rosengren(场)

p/m　粉末冶金

SCC　应力腐蚀开裂

SENB　单边裂纹弯曲

SENT　单边裂纹拉伸

· p. 571 ·

12.1 引　　言

12.1.1 断裂机制的分类

在恒定或不断增加的载荷下，固体材料通过以下条件之一的基本机制发生断裂。

(1) 拉伸应力使原子键发生断裂(见 12.2 节：解理断裂)；

(2) 孔洞长大和粗化，或通过塑性流动发生完全缩颈(见 12.3 节：塑性孔洞长大断裂)；

(3) 通过原子或孔隙沿应力方向扩散使空穴长大粗化(见 12.4 节：蠕变断裂)；

(4) 应变速率参与的发生在裂纹尖端局部的化学侵蚀(见 12.5.3 节：应力腐蚀开裂)；

本表覆盖了金属材料最重要的断裂机制，并适用于陶瓷和玻璃的断裂。一些特殊的断裂，如聚合物(Kausch，1990)、复合材料(Sih 和 Skudra，1985)、混凝土(Sih 和 DiTommaso，1985)、地质材料和双材料界面(Rice，1988)，并没有包含在本章内。

12.1.2 断裂机制图

一些材料相对于另一些材料有发生某一基本断裂机制的明显倾向。例如，共价键结合的陶瓷在很宽的条件范围内发生解理或沿晶脆性断裂失效，而几乎从不发生塑性流动失效。另一方面，对铁素体钢而言，在重要的工艺条件下，几乎所有的机制都起作用。对给定的材料，断裂机制取决于温度、应力、载荷、三维应力以及起主导作用的化学环境等。

断裂机制对温度和应力的依赖关系可用断裂机制图来说明(Wray，1969；Ashby，1977)。图 12-1 示出了一个简化形式的断裂机制图。在低温下，一旦达到临界应力，材料就发生解理断裂。高于一定的韧脆性转变温度时，断裂模式变为韧性微孔的长大。由于在高温下塑性流动更加容易进行，且与时间更为相关，因此韧性微孔长大机制的范围随高温区而扩大。这意味着微孔可在低于瞬时断裂应力下持续长大，致使在一定的保持时间后发生断裂。甚至在较低的应力下经过相当长的时间，断裂模式变为晶界空穴的扩散。在这一应力-温度范围内，金属材料通常通过位错攀移控制的蠕变流动或扩散蠕变来变形。

· p. 572 ·

Ashby 等人(1979)、Gandhi 和 Ashby(1979a)建立了常见面心立方材料的断裂机制图，Gandhi 和 Ashby(1979b)建立了可发生解理的材料，即体心立方材料和密排六方材料、陶瓷和象岩石盐和冰等离子键材料的断裂机制，Fields 等人(1980)建立了铁和钢，Krishnamohanrao 等人(1986)建立了钛合金的断裂机制图。

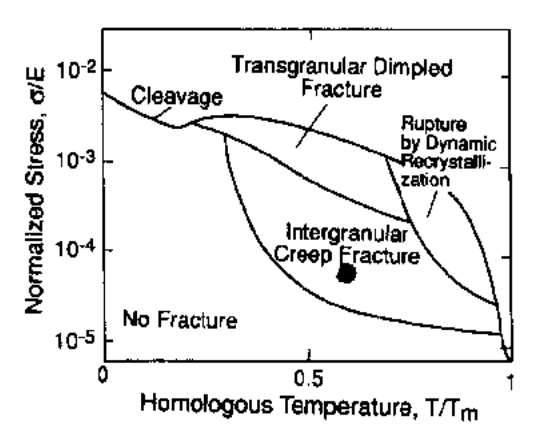


图 12-1　断裂机制图(示意)。T_m 是熔化温度，E 为杨氏模量

12.1.3 韧性与脆性

与脆性相反，韧性是材料在断裂前经受塑性变形的能力。韧性的度量是断裂应变 ε_f。

由于塑性流变能够降低缺口和裂纹处的应力峰值，从而使得应力分布趋于平缓，因而韧性是人们所希望的材料性能。韧性材料对缺陷有一定的容限，而对脆性材料而言，一旦在局部范围的应力达到临界值，就发生脆性断裂。使材料同时达到高强度和高韧性是很困难的，但材料设计的目的应使材料在给定的应用条件下具有韧性和强度的最佳组合。

韧性决定了材料主要的断裂机制。低的甚至无韧性的材料通常发生解理断裂，例如陶瓷材料。但解理断裂也可能在材料经历一定的塑性变形后发生，像铁素体钢在低温下就是如此。韧窝断裂是一种韧性断裂模式，通常具有 20%－100%的断裂应变。但在高强钢或镍基合金中，韧窝断裂的应变仅为百分之几。蠕变条件下沿晶空穴导致相对低的韧性，其应变典型值在 3%－20%之间。

三维应力是影响韧性的另一个因素。一般情况下，压缩应力元，如在钢坯的轧制过程中增加塑性；而多向拉伸应力使韧性降低，在材料裂纹尖端的情况就是如此。

用于材料缺陷容限的另一测量方法是断裂韧度 K_{Ic}。它表征了材料在所定义的线弹性断裂力学的范畴内抵抗裂纹扩展的能力（见 12.1.5 节和 12.6 节）。

12.1.4 材料定律

所有断裂过程的发生均与材料事先发生的变形直接相关。这里将变形过程描述成静态的连续力学范畴。这一理论包含了应力场的平衡方程和应变场的相容性方程以及材料定律。

这里将考虑若干类型的材料。首先，最简单的情况是具有虎克定律特征的线弹性材料

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E}\sigma'_{ij} + \frac{1-2\nu}{E}\sigma_m\delta_{ij} \tag{12-1}$$

该式在单轴拉伸中可简化为 $\varepsilon=\sigma/E$。ε_{ij}为应变张量，σ_{ij}为应力张量，E 为杨氏模量，ν 为横向压缩泊松比，右上撇号表示偏量 $\sigma'_{ij}=\sigma_{ij}-\sigma_m\delta_{ij}$，$\sigma_m$为平均（或静）应力，其值为 $\sigma_m=(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})/3$，$\delta_{ij}$为 Kronecker 符号（或单位张量）。

其次，考虑幂指数弹性材料，它可描述为

$$\varepsilon_{ij} = \frac{3}{2}A_0\sigma_e^{(1/N)-1}\sigma'_{ij} \tag{12-2}$$

在单轴拉伸时可简化为 $\varepsilon=A_0\sigma^{1/N}$。式中，$N$ 称为硬化指数，A_0 为另一个材料参数，$\sigma_e=(\sigma'_{ij}\sigma'_{ij}/2)^{1/2}$为 von Mises 等效应力（在整个这一章中，采用重复指数的累加规则）。对高强钢，硬化指数的典型值为 $N=0.05$，对低强钢为 0.3；$N=0$ 为不发生硬化或理想塑性材料的极限。参数 A_0 可用塑性屈服应力 σ_y来表达，

• p.573 •

$$A_0 = \frac{\alpha}{\sigma_y^{(1/N)-1}E} \tag{12-3}$$

式中，α 为无量纲因子。如果定义 σ_y为塑性变形量为 0.2%时的流变应力，$\alpha=0.002E/\sigma_y$。在下面，我们令 $\alpha=1$。由于 α 确定为金属塑性的近似描述。(12-2)式仅描述不可压缩行为。在这种情况下，非线弹性也称为形变塑性。

用增量理论模拟金属的塑性更为合理。如果假定材料符合幂指数硬化规律，则塑性应变速率由下式给定：

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{3}{2}\frac{A_0}{N}\sigma_e^{(1/N)-2}\dot{\sigma}_e\sigma'_{ij} \tag{12-4}$$

如果等效应力位于通常的屈服表面，则 $\dot{\sigma}_e>0$；换句话说，$\dot{\varepsilon}_{ij}=0$。字母上面的点表示对时间求导。对不存在卸载的单轴拉伸，(12-4)式简化为 $\varepsilon=A_0\sigma^{1/N}$，正象在非线性弹性情况中的那样，这里的 A_0 与公式(12-3)中 A_0 的意义相同。

(12-2)式对符合幂指数弹性规律材料的描述，常常对增量塑性材料的应力场提供了很好的近似。事实上，两个材料定律对单调比例加载正好得出相同的应力和应变。在这种情况下，应力场是比例场，即在每一点上的应力元以固定的比例增加，使(12-4)式能够积分，从而得出(12-2)式。另一方面，如果涉及非比例应力和卸载的话，该模型可导出明显不同的场。

最后，考虑符合幂指数规律的粘性材料，它可描述为

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{3}{2}A\sigma_e^{n-1}\sigma'_{ij} \tag{12-5}$$

在单轴拉伸中简化为 $\dot{\varepsilon}=A\sigma^n$，称之为具有应力指数 n 和系数 A 的 Norton 蠕变定律。它近似地描述了金属和陶瓷的蠕变应变速率的时间关系。

非线性粘性材料和非线性弹性材料相似(Hoff，1954)。在同样的载荷下，可推导出相同的应力场，而弹性应变场相应于粘性应变速率场。

12.1.5 线弹性断裂力学基础

裂纹的分析是断裂研究的一个重要分支，首先，一些断裂机制（源于微裂纹的解理断裂、应力腐蚀开裂）直接涉及裂纹。因此，为了讨论这些机制，在这里需要将裂纹分析引入到断裂力学中。第二，断裂力学是人们评估构件中裂纹的重要性、而不考虑裂纹长大的微观机制的一门学科。在这种意义上，我们将在 12.6 节中阐述断裂力学。

12.1.5.1 约定

图 12-2 示出了裂纹通常受载的三种模型。裂纹的拉伸张开（模型 I）为工程用金属材料中最重要的一种，这也将是下面主要考虑的。模型 III 在数学上是三种模式中最简单的，因此常被用于断裂力学的基础入门。实际上，混合型模式加载是常见的，例如在滚动轮加载下铁轨表面裂纹的扩展。

• p. 574 •

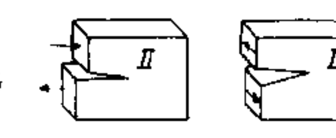


图 12-2 裂纹加载的模型(Riedel，1987)

另一重要的是平面应变和平面应力的区分。如果 x_3 为沿裂纹前沿的坐标，平面应变变形场通过 $u_3=0$ 来定义，式中 u_i 是位移场。当裂纹前缘方向的厚度，即韧带远大于在平面内应力元明显变化的距离，即试样近似为平面应变。平面应力用 $\sigma_{3i}=0$ 来定义。这一极限情况用薄试样来近似。在非平面应变中，仅有的非零组元是 u_3（对位移），σ_{13} 和 σ_{23}（对应力），ε_{13} 和 ε_{23}（对应变）。非平面应变相当于模型 III。

12.1.5.2 线弹性裂纹尖端应力应变场

在小应变线弹性连续力学的范畴内，受拉伸载荷的裂纹尖端的应力场可通过一个级

数展开式来表达(Irwin,1957;Williams,1957)。其主要项为

$$\sigma_{ij} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} f_{ij}(\theta) \tag{12-6}$$

式中,r 为距裂尖的距离,r 和 θ 为极坐标(图 12-3),K_1 为主要项的系数,称为应力强度因子,$f_{ij}(\theta)$为通用三角函数,与试样的几何尺寸无关。$f_{ij}(\theta)$的直角分量(见 Rice,1968a)为

$$\begin{aligned} f_{11}(\theta) &= \cos\frac{\theta}{2}\left(1 - \sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right) \\ f_{22}(\theta) &= \cos\frac{\theta}{2}\left(1 + \sin\frac{\theta}{2}\sin\frac{3\theta}{2}\right) \\ f_{12}(\theta) &= \cos\frac{\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{3\theta}{2} \\ f_{33}(\theta) &= 2\nu\cos\frac{\theta}{2} \end{aligned} \tag{12-7}$$

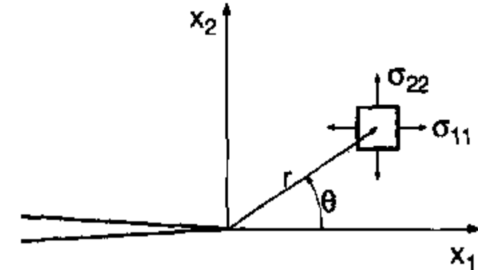


图 12-3 裂纹尖端的坐标系

12.1.5.3 远程载荷的关系

应力强度因子必然正比于外加应力和裂纹长度的平方根。对一含长度为 $2a$ 的裂纹、承受拉伸应力 σ 的无限体,其应力强度因子为

$$K_1 = \sqrt{\pi a}\sigma \tag{12-8}$$

对半径为 a 的圆形裂纹

$$K_1 = \frac{2}{\pi}\sqrt{\pi a}\sigma \tag{12-9}$$

对其它试样的几何形状,(12-8)式增加了一无量纲因子,其值通常由连续力学方程的数值解来确定。包含有许多试样形状的应力强度因子手册是很实用的(Tada 等,1973;Sih,1973;Rooke 和 Cartwright,1974)。

• p. 575 •

从前面可清楚地看出,对弹性体中所有裂纹而言,裂纹尖端场的形式是普遍的,试样的形状和载荷仅影响应力强度因子,面并不影响应力和应变场的向量和角度。因此,我们可以得出结论,在相同的应力强度因子下,弹性材料中的所有裂纹在所给定的温度和化学环境下的反应必然相同,而与试样尺寸和形状无关。

12.1.5.4 断裂韧度

裂纹与施加的应力强度因子之间存在着最简单的对应关系:只要 K_1 小于临界值 K_{1c},裂纹保持稳态;一旦 $K_1 = K_{1c}$,裂纹扩展。K_{1c}称为材料的断裂韧度,其大小取决于裂纹扩展的断裂机制。

对 K_{1c}较保守的估算可通过能量理论(Griffith,1920)来获得。如果弹性能释放率(裂纹向前的单位面积)等于形成新表面所需的能量 $2\gamma_s$,则裂纹扩展。这就可以得出

$$K_{1c} = \left(\frac{2\gamma_s E}{1 - \nu^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12-10}$$

对金属材料,其典型值为 $\gamma_s = 2\text{J/m}^2$,$E = 200\text{GPa}$,$\nu = 0.3$,从面可得出 K_{1c}的数量级为

1MPa $\sqrt{m}$。

只有极脆材料的断裂韧度值低于公式(12-10)所预测的值(例如硅:St. John,1975)。玻璃的断裂韧度是理论预测值的3倍(0.8对0.3MPa $\sqrt{m}$;Kerkhof,1970)。结构陶瓷的断裂韧性值在3和12MPa $\sqrt{m}$之间。钢的断裂韧度范围高于30MPa $\sqrt{m}$。有关估算K_{Ic}的详细模型在后面的一节介绍。

12.2 解理断裂

12.2.1 引言

解理断裂是晶体沿一定的晶体学平面分离。当作用力大得足以使原子键断裂时,发生沿晶体学平面的断裂。在大多数情况下,外力必然通过应力集中如裂纹来增大,以使其达到原子键的强度。

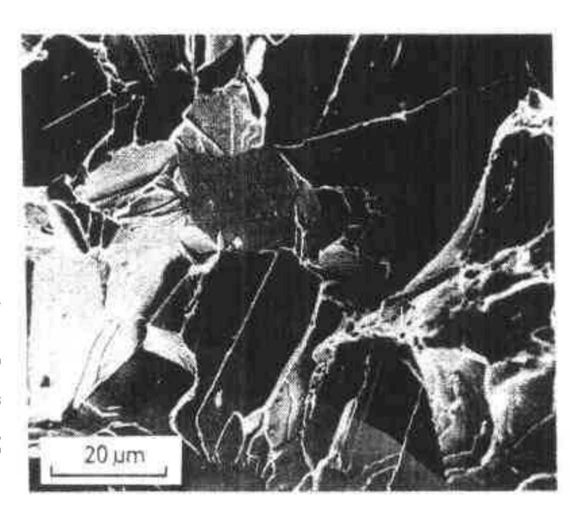


图 12-4 粗晶粒低碳钢在－100℃断裂的解理断裂表面

解理是共价键和离子键材料的主要断裂模式。在体心立方和六方金属和合金中也很普遍,但在面心立方金属几乎从不发生解理断裂。Gandhi 和 Ashby(1979b)给出了能够发生解理的材料的汇总表。

图 12-4 和图 12-5 分别示出了铁素体钢和铝化物陶瓷的解理断裂表面。铝化物的断裂表面显示出陶瓷断裂所具有的一般特征,即断裂模式很容易从穿晶解理到沿晶脆性断裂。在金属中也发生这样的转变,特别是当诸如硫、磷等夹杂偏析在晶界时。

非晶体能够通过以原子键破坏相类似的方式发生断裂,当然不存在择优的解理面。因此除非涉及到特殊的晶体性能,下面所论述的同样能够适用于玻璃材料。有关玻璃材料力学行为方面的内容可见 Argon 撰写的本卷第10章。Cook 和 Pharr 以及 Becher 已分别在本丛书的第11卷的第7和第8章讨论了陶瓷材料一些特殊方式的断裂。Yee 和 Narisawa 在本丛书的第12卷的第15章阐述了聚合物的断裂问题。



图 12-5 铝化物陶瓷的穿晶解理断裂和沿晶断裂

• p. 576 •

解理断裂以及脆性沿晶断裂导致宏观断裂表面垂直于外加的拉伸应力方向。在微观尺度,断裂沿着晶粒可能的解理面或晶界进行。图 12-4 和图 12-5 所示解理面上的台阶和"河流花样"是由于在宏观的平坦

断裂面和沿各自晶粒的解理面之间的协调所产生的。

12.2.2 解理和塑性

解理和塑性之间的关系是复杂的，它取决于材料、温度和应变速率。两个过程可相互抑制、或共存、或者先发生塑性滑移最终发生解理断裂。

共价键材料、如金钢石、硅和陶瓷，至少在低温下完全可以以脆性断裂的方式发生解理断裂。即使在微观尺度，也没有发现位错活动的迹象(Thomson，1986)。然而在高温和低应变速率下，在这样的一些材料中也能够形成位错并运动，这就产生了脆-韧性转变，不同的材料转变的本质不同。硅在高于 700℃韧性急剧升高，与裂纹尖端出现塑性有关(St. John，1975；Brede 和 Haasen，1988)，然而其断裂模式仍为解理断裂。Vehoff 和 Neumann (1979)研究 Fe-3%Si 单晶的裂纹扩展时发现类似情况，即通过改变温度和加载速率可使伴随裂纹扩展的塑性值在很大的范围内发生改变，但断裂模式仍为解理断裂。

另一方面，在体心立方和六方金属如铁素体中的韧脆性转变常常伴随从解理(已经伴随一些塑性)到塑性纤维断裂模式的变化。流变应力随温度升高而降低，这对金属材料是典型的现象，它有助于韧性孔洞长大并可能使解理的可能性越来越小。在铁素体钢的许多应用中，韧脆性转变温度是设计上要主要考虑的方面，以防止在低温下发生灾难性的脆性断裂。韧脆性转变温度通常通过在不同温度下一系列的摆锤单梁式冲击试验来测量。在一定的温度范围，断裂过程吸收的能量急剧增加。图 12-6 示出了用于大型海上结构件中的细晶结构钢的例子。

• p. 577 •

12.2.3 理论强度

固体的理论强度由相邻原子面之间的最大原子力来确定。Pettifor(1983)，Rose 等人(1983)以及 Carlsson(1990)评述了基于偶合势或基于更先进的量子力学方法对理论强度的计算。如果计算出作为原子间距 a 函数的晶体能量 U(每个原子)，则可以发现，许多具

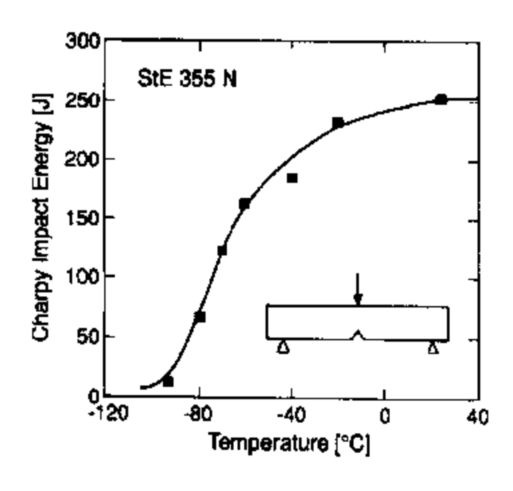


图 12-6 摆锤单梁式冲击能与温度的关系 (Burget，1990)

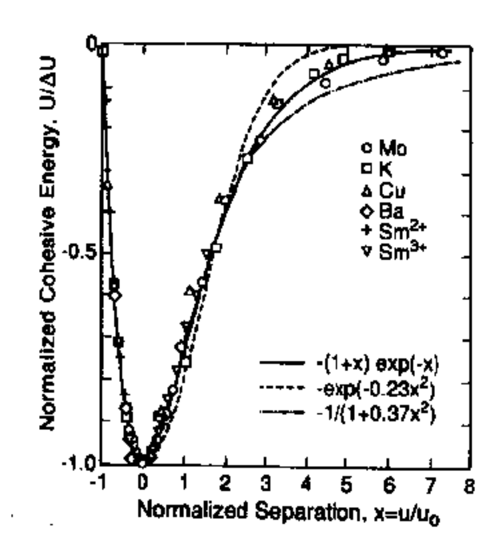


图 12-7 描述各种固体结合能的普遍势

有完全不同电子结构的不同材料均可用一普遍的势函数来描述(Rose 等,1983),

$$\frac{U}{\Delta U}=-\left(1+\frac{u}{u_0}\right)\exp\left(-\frac{u}{u_0}\right) \tag{12-11}$$

式中,ΔU 为处于平衡原子间距 a_0 的每一原子的结合能,$u=a-a_0$ 为相对于平衡间距的位移,u_0 为标准长度。

图 12-7 示出了 Rose 等人(1983)所提供的研究结果。Paxton 等人(1990)对第一类过渡金属的密度分布函数计算得出了相同的一般规律。

如果相邻的原子拉开位移 u,由此所产生的机械应力 σ 可由差分方程(12-11)得到,

$$\sigma(u)=\frac{Eu}{a_0}\exp\left(-\frac{u}{u_0}\right) \tag{12-12}$$

这里用杨氏模量 E 来替换式中的 ΔU 和 u_0,以使 u/u_0 较小时重新变为胡克定律,[对单向拉伸,这里假定,存在一个与等式(12-11)相似的普遍势]。最大应力代表了理论强度

$$\sigma_{id}=0.4E\frac{u_0}{a_0} \tag{12-13}$$

• p. 578 •

由于 u_0 仅为晶格间距 a_0 的几分之一(典型情况是 $u_0=a_0/4$),从而可得出理论强度为 $E/10$ 数量级。另一方面,u_0 已通过应力/应变曲线下的积分,即两断裂表面的比能 $2\gamma_s$ 得到消除(Riedel,1987)。从而可以得出

$$\sigma_{id}=0.52\left(\frac{E\gamma_s}{a_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12-14}$$

在各参数均取典型值的情况下,可以得出 σ_{id} 为 $E/10$ 的数量级。

除了无缺陷的晶须材料外,大多数实际材料均事先存在缺陷,从而产生应力集中并且发生塑性屈服,使之在低于理论强度一、二个数量级下发生断裂。

12.2.4 含裂纹材料的脆性断裂

12.2.4.1 强度与裂纹尺寸的函数关系

前面已经提及,实际材料在低于理论强度一、二个数量级的情况下发生解理断裂,玻璃和陶瓷材料一般是由于在制作过程中的孔隙和类似裂纹的缺陷所造成的。按照线弹性断裂力学,强度即断裂应力 σ_f 是由裂纹直径 $2a$ 和材料的断裂韧度 K_{Ic}来确定。对深埋的圆形裂纹,σ_f 可由等式(12-4)得出

$$\sigma_f=\frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{K_{Ic}}{\sqrt{a}} \tag{12-15}$$

公式(12-15)确实较为正确地描述了陶瓷材料的强度。图 12-8 示出了烧结氮化硅(Gehrke 和 Riedel,1990)的断裂起源。断裂起始于一平坦亚表面的孔隙处,该孔隙的直径约为 100μm。实际的断裂应力为 442MPa,如果选定的 K_{Ic}值为 5MPa $\sqrt{\text{m}}$,则公式(12-15)给出的断裂应力应为 627MPa,因此可以推断该材料中必然存在一宏观裂纹。由于该陶瓷材料的断口照片比较典型,因而能够正确地得出断裂应力的量值。但由于各种原因,往往不能期望得出太精确的数值。首先,公式(12-15)并没有考虑孔隙到自由表面的距离;其次,断

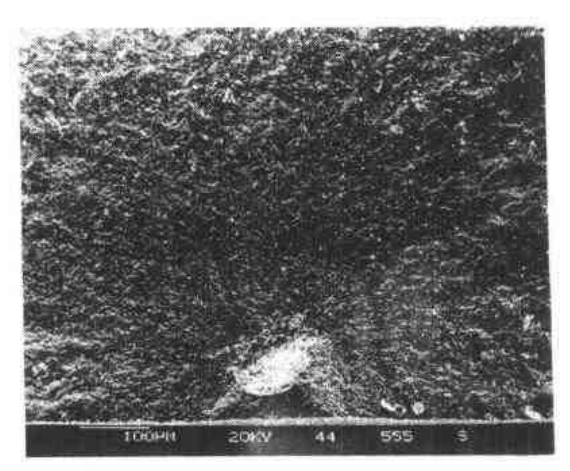


图 12-8 烧结氮化硅陶瓷的断裂源

裂源并非形状很尖的裂纹；第三，由于 R-曲线效应对宏观裂纹的 K_{Ic} 值有所影响（见12.6.6），因而对微裂纹而言，K_{Ic} 值较小。

12.2.4.2 脆性断裂的统计曲线

一旦最危险的缺陷达到临界值（最薄弱环节假说），理想脆性固体材料就发生断裂。假定在试样中有足够多的缺陷，强度应当服从极值的渐近线分布。在它们中间，通常用Weibull 分布来描述脆性材料的强度分布，· p.579 ·

$$P(\sigma) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m\right] \tag{12-16}$$

式中，P 为试样的强度低于 σ 的概率，σ_0 为分布曲线的特征强度，m 称为 Weibull 模型。

图 12-9 示出了 20 个多孔氮化硅试样的试验结果（Berweiler 和 Riedel，1990）。直线代表最大可能性拟合，它给出 $\sigma_0 = 746\text{MPa}$ 和 $m = 9.8$。其 90%的可信区间为应力从 714－779MPa，$m = 6.7$ 到 12.3。

12.2.5 解理断裂与源于裂纹的位错发射

Kelly 等人（1967）、Rice 和 Thomson（1974）考察了材料以塑性方式发生解理断裂和失效的问题。考虑一裂纹并寻求其是否易于通过解理使之扩展或预先不存在位错的情况下在裂尖萌生滑移带（图 12-10）。假定如果首先发生剪切，则材料在本质上是韧性的；若首先发生解理，则为本质脆性材料。

12.2.5.1 Kelly，Tyson 和 Cottrell 模型

Kelly 等人（1967）对晶格在拉伸和剪切载荷下的理论强度进行了对比分析。从原子偶合势计算得出结论，面心立方晶格材料通常更容易被裂

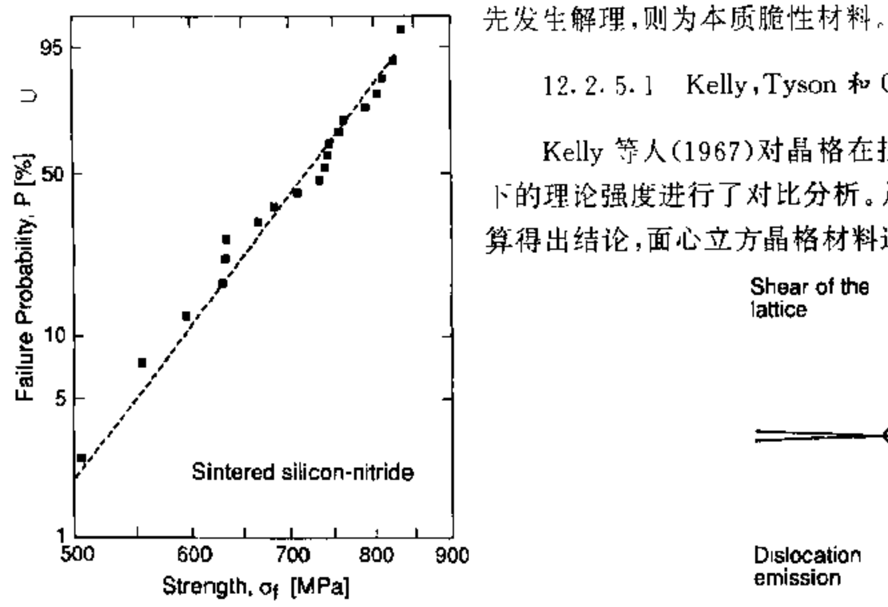


图 12-9 多孔氮化硅强度分布的 Weibull 曲线

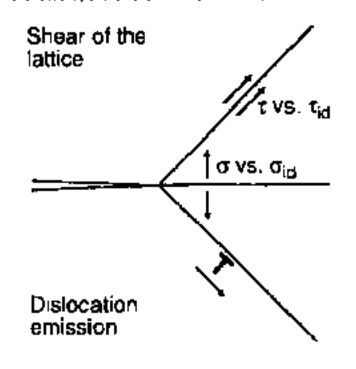


图 12-10 解理断裂与韧性裂尖钝化

纹的应力场剪切而不是发生解理。另一方面,人们能够正确地预测象岩石盐和金钢石这样的材料,其裂纹前缘的滑移面远未达到理论剪切强度时就可发生解理。体心立方金属铁和钨被认为是略处于解理的边界范围内。

12.2.5.2 Rice 和 Thomson 模型

• p. 580 •

Rice 和 Thomson(1974)提出了与 Kelly 等人(1967)略有不同观点的韧脆性行为问题。他们认为,不考虑理论剪切强度,解理断裂是否易于进行与位错在裂尖的自发形成有关。本质脆性材料在位错从裂尖发射之前就可发生解理,而本质塑性材料解理之前从裂纹尖端发射位错。Rice 和 Thomson 模型的本质是:在裂纹尖端萌生且具有柏氏矢量的位错受到由裂纹应力场产生的排斥力 $K_I b/\sqrt{r}$ 以及随 b^2G/r 变化(G 是剪切模量)的影象吸引力的作用。如图 12-11 所示,在距离小时,吸引力为主,而在距离大于临界距离 $r_c \approx (Gb/K_I)^2$ 时,则排斥力为主。Rice 和 Thomson 假定,当随 K_I 增加而下降的临界长度 r_c 变得与位错环宽度 r_0 一样小时,自发产生位错发射。这一假定将得到后面 Schoeck(1991)更加详细的有关位错发射过程分析的支持。因此,使 r_c 和 r_0 相等可给出位错自发发射的临界值 K_{Ie}

$$K_{Ie} \approx \frac{Gb}{\sqrt{r_0}} \qquad (12\text{-}17)$$

将这一临界值与解理的临界值 K_{Ic} 相比,等式(12-10)给出了脆性与韧性行为的判断。如果不等式

$$K_{Ie} > K_{Ic} \text{ 或等价于 } b^2G > 10\gamma_s r_0 \qquad (12\text{-}18)$$

满足,则预测为脆性解理。数值因子取 10 有点人为因素。读者可参阅 Rice 和 Thomson 有关文章中更详细的分析。他们发现,LiF、NaCl、MgO、Al_2O_3,共价键材料 C、Si、Ge 以及六方材料 Be 和 Zn 远离脆性范围。他们对面心立方和体心立方金属材料的研究结果列入表 12-1。

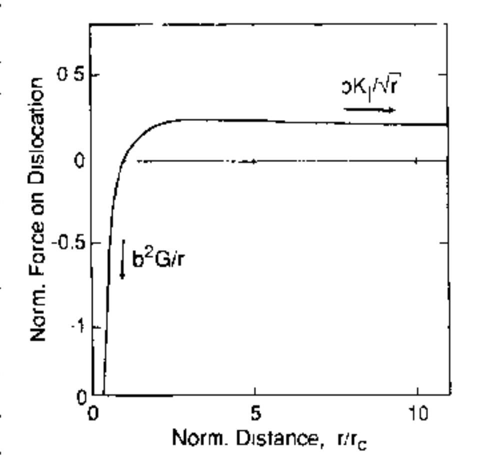


图 12-11 作用在裂纹尖端位错发射的力

假定在所有情况下解理面为(001)。在面心立方金属中裂纹沿[110]扩展,在体心立方金属中沿[100]。面心立方金属的滑移系为$(\bar{1}\bar{1}1)[101]$,而在体心立方金属中为$(0\bar{1}1)[111]$。表 12-1 中计算出了 r_0 的数值包括详细的解理和滑移几何尺寸以及在裂纹尖端位错发射时所形成的凸出部分的表面能。位错环宽度的值是基于一般的理论而并没有详细考虑各自材料的特性。Rice 和 Thomson(1974)认为,对 Na 的预测是不同的,而采用更实际的位错环宽度。与钠是韧性金属相反,表 12-1 中的数据表明钠是解理材料。按照 Kelly, Tyson 和 Cottrell 模型,所有面心立方金属被预测为韧性材料,而体心立方为解理材料。

• p. 581 •

在 Rice 和 Thomson 的模型中,面心立方金属为韧性的理由是位错环的宽度,它对应于 Kelly, Tyson 和 Cottrell 模型中的低理论剪切强度。当然,两个定量值相互关联,其共同点是堆垛层错能。

表 12-1 $r_0 < r_c$ 时预测为解理

材料	归一化的位错环宽度 r_0/b	归一化的位错环宽度 r_c/b
f. c. c.		
Pb	2	1.1
Au	2	0.85
Cu	2	1.0
Ag	2	1.1
Al	2	1.4
Ni	2	1.7
b. c. c.		
Na	2/3	1.2
Fe	2/3	1.9
W	2/3	4.0

Rice 和 Thomson(1974)以及 Kelly 等人(1967)考虑了借助于热激活发射位错的可能性。他们计算了恰好能使解理裂纹扩展的外加应力强度下产生稳定的半圆位错环所需要的激活能。他们发现,Na 的激活能为 0.02eV,Fe 为 2.2eV,其它大多数材料的值在 58eV(LiF)和 852eV(Al_2O_3)之间。因此在通常温度和加载速率下,很容易使 Na 处于热激活,而对 Fe 也是可能的,但对其它材料则不大可能。有关热激活位错发射过程的最新研究可见 Anderson 和 Rice(1986)。

12.2.5.3 解理断裂的原子模拟和位错发射

Rice 和 Thomson(1974)模型虽然是在原子尺度上用连续力学定址和方法对其过程进行研究。但其预测能够与现有文献中的原子模拟相比拟(如 de Cellis 等,1983;Mullins,1984a,b;Kohlhoff 等,1991;Baskes 和 Daw,1990)。所有原子计算的结果与铁(Johnson 的偶合势或嵌入原子方法模型)和钨的解理面为{100}的预测相同,而铜中的裂纹(Morse 势模型)由于位错发射而钝化,发现镍是韧性的。因此从定性上看,原子计算证明了表象理论的结果,并与观察结果一致。

12.2.6 塑性滑移起始的解理断裂

塑性滑移不仅是一种裂纹扩展的竞争过程,而且也是萌生解理断裂的过程。这一可能性将主要联系金属特别是铁素体的解理来讨论。这一课题之所以特别引人注目与自由轮有关。这些船中约有 200 个发现裂纹,其中 12 个完全断裂成两半(Stroh,1957)。Knott(1971,1973)已经对二战后数十年进行的大量研究工作进行了汇总。

铁素体钢的解理断裂理论通常假定在材料中没有预先存在的裂纹。有证据表明,由于钢的解理断裂总是或多或少存在着事先的塑性屈服,微裂纹是通过位错堆积或形变孪生萌生的。即便是最脆性的断裂,也不会在未达到屈服应力前发生(Low,1956;Cottrell,

1958）。图 12-12 示出了 Riedel 和 Kochendörfer（1979）的显微照片，在 $T=57K$ 时，低碳钢的珠光体集束中萌生了微裂纹。在低于约 100K 的温度下，相对于滑移带而言，以孪生变形为主。

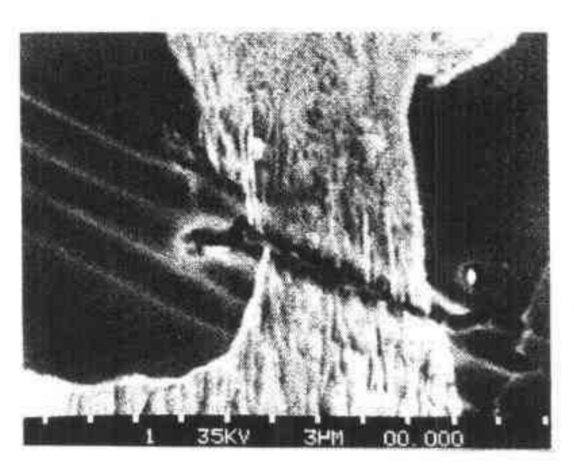


图 12-12 在垂直方向受拉的低碳钢，在 $T=57K$ 珠光体集束中通过变形孪生萌生了微裂纹（Riedel and Kochendörfer，1979）

• p. 582 •

Stroh（1957）和 Cottrell（1958），Smith（1966a，b）在后来的工作中提出了一个模型。在这个模型中，滑移使得在碳化物处萌生了稳定的微裂纹。使裂纹扩展到铁素体晶粒（图 12-13）需要一较大的力。问题是具有一个线弹性的自由拉伸裂纹和一个具有摩擦剪切应力 τ_i 的滑移面。一旦弹性能释放速率等于在铁素体中发生解理表面能的两倍即 $2\gamma_s$，则使裂纹扩展到铁素体中。如果 τ 为滑移面上的分切应力，σ 是微裂纹上的法向应力，则断裂时的值分别为 τ_f 和 σ_f，四者之间具有下列关系：

$$c\sigma_f^2 + d\left(\tau_f - \tau_i + \frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{c}{d}}\tau_i\right)^2 = \frac{4E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)} \tag{12-19}$$

从定量上，Smith's 模型正确地预测了断裂应力与晶粒尺寸 d、碳化物厚度 c 以及剪切与拉伸比的关系。下面将讨论该模型的一个特殊情况。

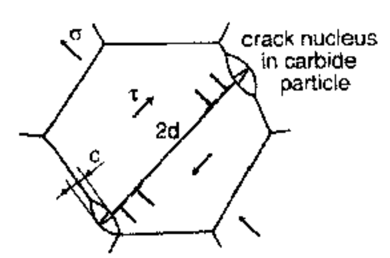


图 12-13 Smith 模型

由于缺口的存在使外加应力集中，首先在缺口根部发生塑性屈服，塑性区随载荷增加而加大。在塑性区，剪切应力限于剪切塑性屈服应力 τ_y，按照 Hall-Petch 关系，τ_y 的值取决于晶粒尺寸

$$\tau_y = \tau_i + \frac{1}{2}\frac{k_y}{\sqrt{d}} \tag{12-20}$$

式中 k_y 为 Hall-Petch 常数，其典型值约为 $1\text{MPa}\sqrt{m}$。由于 $\tau_f=\tau_y$ 和公式（12-20），通常在式（12-19）中用 $0.5k_y/\sqrt{d}$ 替换 $\tau_f-\tau_i$（Knott，1971）。最终的拉伸断裂应力称为解理断裂应力 σ_f^*：

$$\sigma_f^* = \frac{1}{\sqrt{c}}\left[\frac{4E\gamma_s}{\pi(1-\nu^2)} - \left(\frac{k_y}{2} + \frac{4}{\pi}\tau_i\sqrt{c}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{12-21}$$

很显然，这样计算出的 σ_f^* 与晶粒尺寸无关，与温度关系不大（通过 τ_i），而主要取决于碳化物厚度。而且，断裂准则简化为拉伸应力准则（由于剪切应力固定且等于屈服应力，因而这并不足为奇）。

与这一预测相反，Riedel 和 Kochendörfer（1979）通过所发表的参考文献以及他们自己的实验表明，解理断裂应力主要取决于晶粒尺寸（对固定的碳化物厚度）和三维应力的大小。然而 σ_f^* 与温度的关系不大得以证实。他们也分析了一演变的模型，它定性描述了所观察的趋势，但仍不可能定量描述。

• p. 583 •

12.3 塑性孔洞长大导致的断裂

12.3.1 引言

12.3.1.1 第二相颗粒和夹杂物的作用

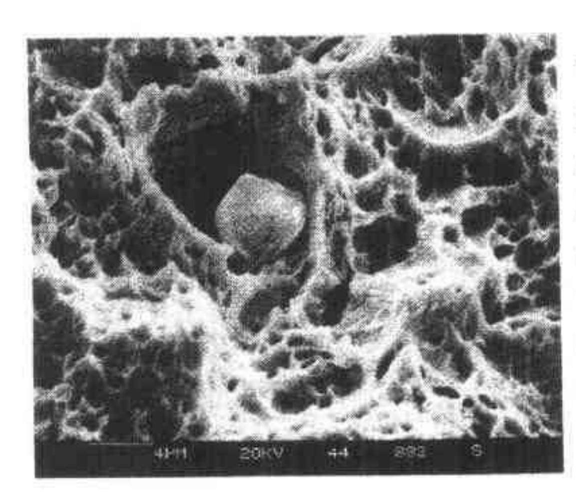


图 12-14 反应堆压力容器钢(22NiMoCr37)的韧窝断裂表面(Hönig 1990)

工程用合金中通常含有第二相颗粒，它实际上对强度是有贡献的(见本卷第5章)。为了有效地阻止位错运动，这些颗粒必须是弥散分布且通常处于亚微米级范围，如钢中的碳化物颗粒，铝合金中的有序金属间化合物相以及在氧化弥散强化镍基合金中的氧化物颗粒。除了这些小的第二相颗粒外，工业用材料也含有大量的夹杂物，它通常是在生产过程中所不希望的残留物或来自于原材料，例如钢中的氧化铝以及硫化锰等。

当材料发生塑性变形时，材料中的夹杂物和第二相颗粒发生断裂或从基体中分离，由此引起的孔洞长大和实际的粗化导致发生断裂。由于断裂表面由孔洞产生的韧窝组成，因而这种断裂称为纤维或韧窝断裂(图 12-14)。

图 12-14 揭示了大多数钢的另外特点。断面上存在两个尺寸等级的韧窝，一是在大夹杂物(像 MnS 或 Al_2O_3)周围的韧窝，另一种是围绕小的碳化物质点的韧窝。大夹杂物通常与基体的结合较弱，易于形成孔洞，由于这些孔洞的长大，孔洞之间材料的应变加剧。这实际上导致与基体结合很强很好的小颗粒与基体发生断裂或分离。有证据表明，一旦小颗粒开裂，大孔洞的长大就终止，随即产生断裂。

孔洞萌生、生长和粗化的过程将在下一节阐述。想详细了解的读者可参照原文献或有关对韧性断裂更加深入的综述(Thomason，1990；Tvergaard，1990)。

12.3.1.2 完全缩颈或超塑性

• p. 584 •

在缺少萌生孔洞颗粒的情况下，塑性变形能够近乎无限地继续朝着大应变进行。取决于应变硬化行为和流变应力的应变速率敏感性，材料可以是超塑性的或可以通过缩颈失效。超塑性行为意味着整个试样均匀伸长到非常大的应变，而缩颈意味着大应变局限于颈部。理想状况下，试样能够颈缩为一点(图 12-15)。

12.3.1.3 断裂表面的取向

韧窝断裂表面与外加应力的宏观位向并不服从简单的准则，而解理断裂通过一主裂

纹的扩展而发生，它择优于拉应力的垂直方向。韧窝断裂是按照材料不同位置所经历的应力应变历程，通过分布在试样上的大量孔洞的长大而发生的。取决于应力和最终断裂前孔洞的分布，断裂途径可以垂直于外加拉伸应力，但倾斜的断面至少也是很常见的。韧性材料的圆形拉伸棒发展成一种所谓的杯锥形断面(图 12-15)。这可用以下的观点来解释，即试样的塑性延伸导致颈的变形。在试样的颈区，应变集中，颈的中心特别适宜于孔洞长大的条件。一旦这些孔洞大到足以使试样中心区域的承载能力明显降低时，这一区域开始起到类似圆形裂纹的作用。这样，裂纹将应变集中于源于裂尖的倾斜的滑移带上。在某些点，它可能使裂纹沿滑移带穿过损伤材料变得容易，而并不是沿垂直于拉伸轴原来的最初方向。Tvergaard 和 Needleman(1984)基于 Gurson 模型(12.3.6 节)所进行的有限元计算，定量地解释了中心裂纹沿高应变锥形表面扩展的趋向与起初并不利于锥形断裂的轴对称约束之间的相互作用。

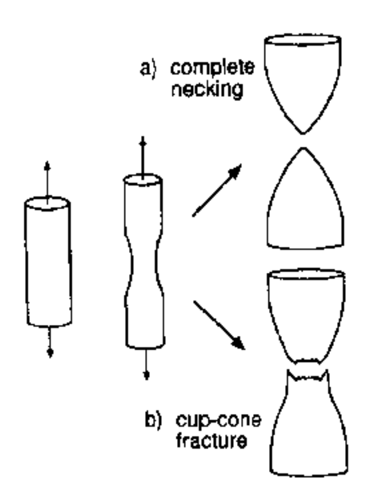


图 12-15　韧性断裂
(a)材料不存在孔洞；
(b) 材料存在孔洞

12.3.2　孔洞萌生

12.3.2.1　观察

人们已在若干合金系中进行了有关孔洞萌生的实验。借助于适当的热处理，可使钢中的碳化物变成一圆形的。大多数实验是在如球化钢一类的相对简单模型材料中进行的(Argon 和 Im，1975；LeRoy 等，1981；Fisher 和 Gurland，1981)。Senior 等人(1988)研究了工业用 9Cr-1Mo 钢中的孔洞萌生。有关文献的综述，可见 Goods 和 Brown(1979)以及 Thomason(1990)。

这些研究表明，孔洞数目随应变的增加而增加，有时按照线性关系(Gurland，1972)，有时以非线性关系变化(Cox 和 Low，1984；Fisher 和 Gurland，1981；Senior 等，1988)。而且发现，大颗粒形成孔洞通常早于小颗粒(Fisher 和 Gurland，1981；Thomason，1990)。
• p.585 •

12.3.2.2　基于位错的孔洞萌生理论

对小颗粒(通常说小于 1μm)，用位错运动来描述周围基体的塑性比用连续塑性更为合适。当切过颗粒/基体界面的拉伸应力达到临界值 σ_c 时，发生颗粒与基体的分离。利用这一假设，Brown 和 Stobbs(1976)推导出下面用于表征发生孔洞萌生的宏观应变：

$$\varepsilon_{nuc} \approx \frac{r_p}{b}\left(\frac{\sigma_c - \sigma_m}{G}\right)^2 \tag{12-22}$$

式中，r_p 为颗粒半径，b 为伯格斯矢量的模，G 是剪切模量，σ_m 为外加的平均(或静)应力。

Goods 和 Brown(1979)示出了一些证据，萌生孔洞的应变确实随颗粒尺寸的增加而增加，但在其它的观察中发现了与这一趋势相反的关系。为了进一步讨论这一问题，可参阅 Thomason(1990)的有关文献。

12.3.2.3 基于连续塑性的孔洞萌生理论

Argon 等人(1975)和 Needleman(1987)用有限元方法,在连续力学的范畴内对基体塑性变形对脆形夹杂所施加的应力进行了计算。如果 σ_c 为夹杂与基体分离的临界应力,σ_e 和 σ_m 分别是外加的等效应力和静应力,Needleman 给出了脆性夹杂从基体中分离的准则

$$1.4\sigma_e + 0.5\sigma_m = \sigma_c \tag{12-23}$$

这改变了 Argon 等人(1975)近似分析的结果。Argon 等人给出了等式 (12-23)中的所有因子均为单位量。

对幂指数硬化材料($\sigma_e \propto \varepsilon_e^N$),如果用应变替换等式(12-23)中的 σ_e,可获得如下萌生应变:

$$\varepsilon_{nuc} \propto \left(\frac{\sigma_c - 0.5\sigma_m}{\sigma_y}\right)^{1/N} \tag{12-24}$$

这一关系预测孔洞萌生应变随叠加静张量的增加而降低,Argon 和 Im(1975)的实验证实了这一趋势。将分离的临界应力考虑看作可调节参数,对球化钢得出了 $\sigma_c \approx 1500\text{MPa}$,对 Cu-0.6%Cr 合金为 1000MPa,对具有 TiC 颗粒的马氏体时效钢为 1900MPa。用这些 σ_c 值所计算出的萌生应变处于 20%－150%之间,在高的三维应力下其值可能较低。正如我们在连续理论所预期的那样,计算出的孔洞萌生应变与颗粒尺寸无关。

12.3.3 大间隔孔洞的自由长大

如果孔洞的间距大于其本身的值径,则可以认为它们的长大是相互独立的。处于材料中一有效无限块中的每一个孔洞受到一远程均匀的应力和应变场的作用。由于塑形流动的结果,孔洞在体积上长大(或收缩),并使形状变为长扁球(或短扁球)状。孔洞的基本轴可以转动,这取决于应力系与加载历程。

• p. 586 •

12.3.3.1 理想塑形材料中的球形孔洞

非常通用但并非复杂的最早的模型是 Rice 和 Tracey(1969)提出来的。他们考虑了理想塑性材料在随机应力状态下的球形孔洞长大以及初期的形状变化。他们用具有两种试验性函数的 Rayleigh-Ritz 方法获得了连续力学方程的近似解,其一是用来描述球对称孔洞的长大,另一用来描述孔洞形状在体积恒定时的变化。Rice 和 Tracey 对体积增长速率的结果可归纳如下:

$$\frac{\dot{V}}{\dot{\varepsilon}_e V} = 1.674\sinh\frac{3\sigma_m}{2\sigma_e} + 0.024\nu_L\cosh\frac{3\sigma_m}{2\sigma_e} \tag{12-25}$$

等式(12-25)表明孔洞长大速率正比于远程的加载速率;$\dot{\varepsilon}_e$ 为等效拉伸应变速率,定义为 $\dot{\varepsilon}_e = (2\dot{\varepsilon}_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}/3)^{1/2}$。而且,孔洞长大速率取决于静应力与等效应力之比,对非硬化塑性材料,式中的 σ_e 是恒定的,与拉伸屈服应力相等。一微小的附加关系存在于 Lord 变量 ν_L,定义为

$$\nu_L = -\frac{3\dot{\varepsilon}_{\mathrm{I}}}{\dot{\varepsilon}_{\mathrm{I}} - \dot{\varepsilon}_{\mathrm{II}}} \tag{12-26}$$

式中，$\dot{\varepsilon}_{\rm I} \geqslant \dot{\varepsilon}_{\rm II} \geqslant \dot{\varepsilon}_{\rm III}$为远程外加应变速率基本参数；对不可压缩材料，$\nu_{\rm L}$ 可以在 $-1 \sim +1$ 之间变化。

在拉伸与压缩的高三维应力极值之间通过插值法可得到等式(12-25)。插值公式可再次得出近似 Rayleigh-Ritz 方法的数值结果。高的三维应力极值通过闭合形式的解来描述，

$$\frac{\dot{V}}{\dot{\varepsilon}_e V} = 0.849 \exp\left(\frac{3\sigma_m}{2\sigma_e}\right) \tag{12-27}$$

如果在对称轴加载下 $\nu_{\rm L}$ 设定为 1 是合适的，这就表明，对给定的应变速率，孔洞的长大速率随三维应力比 σ_m/σ_e 成指数增加。为了解释这一强烈的依赖关系，我们可以对单轴拉伸($\sigma_m/\sigma_e = 1/3$)和裂纹前缘的应力场(对非硬化材料 $\sigma_m/\sigma_e = 2.49$)进行比较。用等式(12-25)，我们发现对单轴拉伸，正常的长大速率 $\dot{V}/(\dot{\varepsilon}_e V)$ 为 0.9，对裂纹尖端场则为 35。

12.3.3.2　幂指数粘性材料中的球形孔洞

Budiansky 等人(1982)考虑了含有针状和平坦裂纹极限情况下幂指数粘性材料在对称加载下的球形孔洞。材料定律由等式(12-5)给出，但在单轴拉伸下简化为 $\dot{\varepsilon} = A\sigma^n$。

除了一些其它情况外，Budiansky 等人(1982)分析了球形孔洞的长大。在高三维应力极限情况下，$\sigma_m/\sigma_e \gg 1$，闭合形式的解可能是

$$\frac{\dot{V}}{\dot{\varepsilon}_e V} = \frac{2}{3}\left[\frac{3\sigma_m}{2n\sigma_e} + \frac{(n-1)(n+0.4319)}{n^2}\right]^n \tag{12-28}$$

图 12-16 示出了这一近似(破折线)以及用 Rayleigh-Ritz 方法获得的数值解(实线)。对 $n = 1$，对所有情况下的 σ_m/σ_e，等式(12-28)是精确的。

12.3.3.3　孤立孔洞长大的其它模型

• p.587 •

下面的一些作者对孤立孔洞的长大作了进一步分析。McClintock 等(1966)和 McClintock(1968a)对二维(圆柱形)孔洞，Tracy(1971)对应变强化材料的孔洞，Fleck 和 Hutchinson(1986)对非线性粘弹性材料在剪切和静应力(与 Budiansky 等人 1982 年所分析的轴对称加载情况相反)情况下的孔洞，以及 Huang 等人(1991)所作的弹性应变对孔洞长大的影响。Huang 等人也使 Rice 和 Tracy 模型的数值解精度得到提高，表明在等式(12-27)中的长大速率增大 1.5 倍。

12.3.4　交互作用的孔洞

早期的孔洞交互作用的有限元计算针对二维分布的(圆柱形)孔洞(Needleman，1972；Tvergaad，1981)。后来人们对三维分布的孔洞也进行了直接分析(McMeeking 和 Hom，1990；Worswich 和 Pick，1990)或采用一些简化的胞状模型(Tvergaad，1982；Bourcier 等，1986；Koplik 和 Needleman，1988；Becker 等，1988)。在胞状模型中用圆-圆柱形胞代替了周期性分布的实际单位胞，这就将三维问题简化为轴对称问题(规定轴对称加载)，从而使计算得到大大简化，而精度上损失不大(Worswick 和 Pick，1990)。这些计算大多基于大应变理论，即考虑了孔洞的形状变化并使其成为结果的一部分。

图 12-17 示出了 Koplik 和 Needleman(1988)对孔洞体积分数 f 随等效应变 ε_e 函数增加时的数值计算结果。考虑最初的孔洞体积分数 $f_0=0.0013$,三维应力比 $\sigma_m/\sigma_e=1$,2 和 3,硬化系数 $N=0.1$。为了比较,Budiansky 等人(1982)对大间距孔洞的预测结果用破折线示出。这里假定孔洞维持球状,以使表征孔洞长大规律的等式(12-28)容易积分,

• p. 588 •

$$f = f_0\exp(\dot{v}\,\varepsilon_e) \qquad (12\text{-}29)$$

式中,$\dot{v}=\dot{V}/(\dot{\varepsilon}_e V)$为球形孔洞的无量纲长大速率,它在高三维极限情况下用等式(12-28)表征,其它情况用数值解(图 12-16)。人们感兴趣的是,虽然在曲线的圆点上,应变突然开始于孔洞之间局部的连线上,并在小的附加应变增量后发生断裂,但自由长大孔洞模型与交互作用孔洞的数值解没有多少偏离。图 12-18 示出 f 在 $\sigma_m/\sigma_e=2$ 和 $f_0=0.0104$,应变量处于 2.93%和 18%之间的应变局部化的变化。更感兴趣的是,该图也证实了 Budiansky 等人(1982)的预测,即在较高三维应力下,孔洞为垂直于最大应变方向的短扁平球形状。

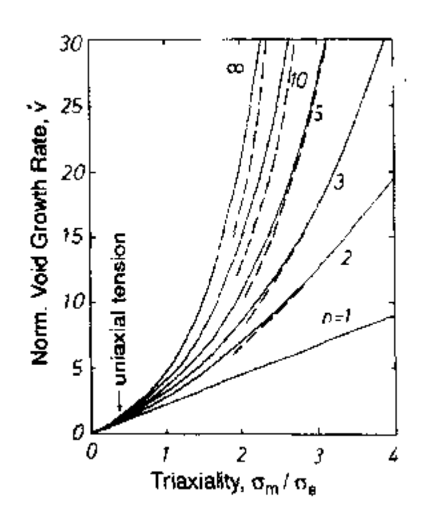


图 12-16 Budiansky 等人(1982)给出的归一化孔洞长大速率 $\dot{v}=\dot{V}/(\dot{\varepsilon}_e V)$

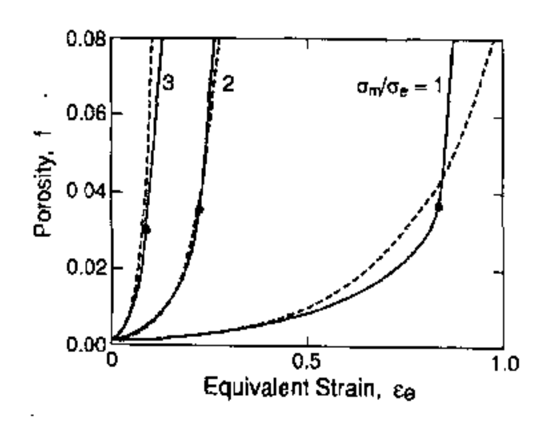


图 12-17 孔洞的变化;实线:Koplik 和 Needleman(1988)有限元结果;破折线:非交互作用孔洞

McMeeking 和 Horn(1990)的三维计算包含了单轴拉伸的情况($\sigma_m/\sigma_e=1/3$)和纯剪切,这一点 Koplik 和 Needleman(1988)并未考虑。在单轴拉伸时,孔洞拉长,孔洞之间的材料经历均匀的应变。对纯剪切,存在着局部应变与基本拉伸轴成 45°线的趋势。

12.3.5 断裂应变

虽然像 Koplik 和 Needleman(1988)的数值分析提供了各种条件下的断裂应变,似乎值得回顾一下以前通过简单工具达到同样目的的偿试。

12.3.5.1 自由长大孔洞的粗化

最简单的处理是假定所计算的自由长大孔洞的长大速率在孔洞相互接触前仍然有效。假定导致断裂应变时孔洞仍维持球状,

$$\varepsilon_f = \varepsilon_{nuc} + \frac{1}{\dot{v}}\ln\frac{(\pi/6)}{f_0} \qquad (12\text{-}30)$$

式中，ε_{nuc}为孔洞萌生的应变，f_0为孔洞初始体积分数，$(\pi/6)$为相互接触时的体积分数(假定它们形成一简单的立方晶格)，$\dot{v}=\dot{V}/(\dot{\varepsilon}_e V)$是归一化的孔洞生长速率。

在单轴拉伸时，$\dot{v}$的数量级约为1。如果$\varepsilon_{nuc}=30\%$和$f_0=1\%$，计算出的断裂应变$\varepsilon_f=426\%$。由于实际材料的塑性小得多，看来这一估算可能太简单了。

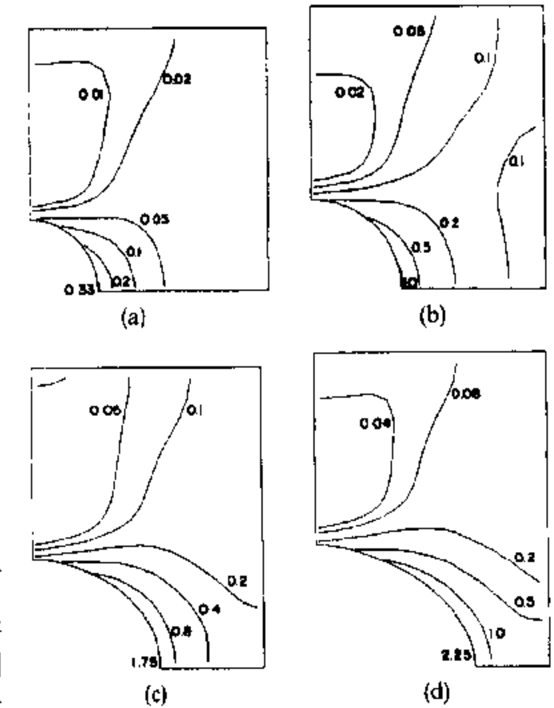


图 12-18 $N=0.1, f_0=0.0104, \sigma_m/\sigma_e=2$ 和宏观应变 $\varepsilon_e=$(a)2.93%；(b)9.45%；(c)14.6%以及(d)18%时的恒等效塑性应变的轮廓(Koplik 和 Needleman，1988)

12.3.5.2 Thomason 模型

· p.589 ·

在一系列文献中，Thomason(1968，1990)指出，当孔洞之间连线上的载荷达到塑性极限载荷时，孔洞停止自由长大。此时应变局限于该连线，材料随连线外的一很小的附加应变而失效。这一基本概念得到前面一节所描述的有限元模型的支持，它与 McClintock(1968a，b)所提出的有点类似但却无关。

除了试图得出塑性场方程的数值解外，Thomason(1990)引进若干近似方法。首先，他假定在应变局部到一点前，孔洞自由长大。这一假定在图 12-17 中看来是有道理的。为了计算孔洞体积和形状的变化，Thomason 采用了 Rice 和 Tracey(1969)模型。此时他对孔洞之间的其余连线进行了塑性极限载荷分析，适用于二维和三维的情况。对平面应变情况，采用滑移线场理论，而在三维情况下，孔洞的形状为理想的方棱柱，构造运动学上所容许的速度场以获得对极限载荷的上限估计。图 12-19 示出了与其它模型比较的断裂应变的结果。

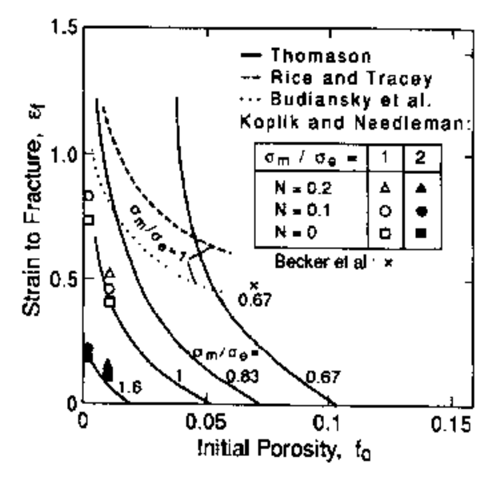


图 12-19 断裂应变与各种模型计算出的初始孔洞

12.3.5.3 用不同模型预测的韧性比较

图 12-19 示出了根据上述模型所预测出的断裂应变的比较。忽略孔洞萌生的可能应变，用初始孔洞体积分数 f_0 与三维应力比 σ_m/σ_e 参数的函数来表示结果。考虑对称加载条件，单轴拉伸相当于 $\sigma_m/\sigma_e=1/3$，但没有一套完整的结果适用于这一特殊情况。

在图 12-19 中，实线代表 Thomason(1990)三维分析的结果。正如图中所示，该模型预测韧性随初始孔洞体积分数和三维应力的增加而急

剧下降。在一定的 f_0 上，由于基体开始塑性流变前孔洞连线上达到极限载荷，因而韧性为零（在不考虑孔洞萌生的可能应变的情况下）。

图 12-19 上的数据点代表了在应变局部化刚开始时的临界应变，如 Koplik 和 Needleman（1988）以及 Becker 等（1988）采用同样的有限元胞模型所计算的。达到断裂应变仅仅需要很小的附加应变增量（局部应变的典型值为 5%）。空心符号代表中等三维应力比 $\sigma_m/\sigma_e=1$。在这种情况下，Thomason 模型与数值解具有相同的结果。对高的三维应力比（$\sigma_m/\sigma_e=2$，实心符号），Thomason 没有能提供有可比性的结果，但这一结果的延伸导致了相对于其它数值模型小得多的韧性值。在其它的可能性中，这可能是他采用了 Rice 和 Tracey（1969）模型的结果，这远不能精确表示高三维应力所涉及的孔洞形状的变化。在高三维应力下，孔洞变为短扁球状的，而 Rice 和 Tracey 模型预测为长扁球状。长扁球状屈服极限载荷和韧性很小。

• p. 590 •

图 12-19 中的破析线和破折点线代表了等式（12-30）的结果。这是假定孔洞相互接触前自由长大所计算出的韧性。很明显，这一对韧性的过高估计，特别是在孔洞体积分数高的情况下，无论采用 Rice 和 Tracey 模型或 Budiansky 等人的模型均是不合理的。

12.3.6　多孔塑性固体的本构方程

由于实际的原因，含有数百万计孔洞的宏观体的应力分析并不能以分散孔洞模型为基础。对远大于孔洞间隔尺寸范围的多孔塑性固体的特性，需要宏观的本构方程，以便使每一连续体元包含足够多的孔洞。这一本构方程通常应用于有限元程序，如应用于拉伸棒发生缩径的失效、缺口或裂纹试样。这种描述多孔塑性固体的行为称为损伤力学。

12.3.6.1　Gurson 模型

最广泛应用于多孔弹塑性体的本构方程是基于 Gurson（1977）的工作。除了若干其它特别重要的情况以外，Gurson 考虑了位于非硬化塑性材料球形壳体中央的球形孔洞。外壳的直径相当于孔洞间距，以便能用近似的方式来模拟孔洞的交互作用。因此，他假定了与其外壳表面的宏观应变速率场相适应的简单的位移速率场，并计算了相应的宏观应力。这就得出了宏观屈服条件和下面用流变势表示的流变准则

$$\Phi=\frac{\sigma_e^2}{\sigma_M^2}+2f\cosh\frac{3\sigma_m}{2\sigma_M}-(1+f^2) \qquad (12\text{-}31)$$

它具有

$$\Phi=0 \qquad \text{（屈服条件）} \qquad (12\text{-}32)$$

和

$$\dot{\varepsilon}_{ij}\propto\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_{ij}} \qquad \text{（流变准则）} \qquad (12\text{-}33)$$

式中，σ_e 和 σ_m 分别为宏观等效应力和宏观静应力，σ_M 是基体材料的等效流变应力（对非硬化塑性材料，$\sigma_M=\sigma_y=$常数），f 为孔洞体积分数。孔洞体积分数起着内部变量的作用，它服从涉及孔洞萌生和长大所起作用的一个变量方程（Needleman 和 Rice，1978；Tvergaard，1990）。

12.3.6.2 演变的 Gurson 模型

· p. 591 ·

当 Gurson 模型应用于预测作为结构不稳定性结果的应变局部化的起始时(Yamamoto,1978;Needleman 和 Rice,1978),其弱点就暴露出来了,它证明了 Gurson 模型所得出的不稳定性的应变远高于从实验以及胞状模型计算出的材料韧性。因此,Tvergaard(1981,1982)建议将可调节参数 q_1 和 q_2 引入到如下所示的 Gurson 模型中。这一演变仍不能描述当孔洞之间连线开始破坏时,即材料接近最终断裂时强度的快速丧失。因此,Tvergaard 和 Needleman(1984)提出通过用变量 f^* 代替孔洞体积分数 f,以及通过使 f^* 比临近最终断裂时的 f 变化更快来增大孔洞对结果响应的影响。因此等式(12-31)可用演变后的流变势来代替,

$$\Phi = \frac{\sigma_e^2}{\sigma_M^2} + 2q_1 f^* \cosh\left(\frac{3q_2\sigma_m}{2\rho_M}\right) - [1 + (q_1 f^*)^2] \qquad (12\text{-}34)$$

式中,q_1 和 q_2 的值可通过与胞状模型计算及试验进行比较来获得。我们发现其典型值为 $q_1=1.25\sim2.4$,$q_2=0.75-1$。对 f^*,存在双重关系:

$$f^* = \begin{cases} f & \text{对于} \quad f \le f_c \\ f_c + \dfrac{(1/q_1) - f_c}{f_f - f_c}(f - f_c) & \text{对于} \quad f > f_c \end{cases} \qquad (12\text{-}35)$$

可调节参数 f_c 和 f_f 分别相当于孔洞长大和最终断裂时的 f 值。与胞状模型计算的比较表明,f_c 应当仅与初始孔洞相关,而与硬化指数和三维应力无关(Koplik 和 Needleman,1988;Becker 等,1988)。对 $f_0=0.0013-0.07$,他们发现 $f_c=0.03-0.12$。模型对 f_f 的选择是不敏感的,建议 $f_f=0.25$。

人们也提出了其它有关多孔塑性固体的本构模型。在他们中间,基于 Rayleigh-Ritz 胞状模型分析的 Duva(1986)模型似乎是很有前途的。

12.3.6.3 演变的 Gurson 模型与微观力学模型的比较

12.3.4 节中所涉及的交互作用孔洞的三维有限元模型已经用于检查 Gurson 模型的精度。在这些比较中,这里示出了起源于 Koplik 和 Needleman(1988)的一个例子。如果在 Gurson 模型中采用不变的孔洞 f,他们仅获得与应力应变响应略微一致的结果。然而若采用可变的孔洞 f^*,则能于应力应变响应和孔洞的变化很好吻合(图 12-20)。

· p. 592 ·

12.3.7 与试验的比较

12.3.7.1 韧性

图 12-21 为计算与实测韧性的比较。在单轴拉伸试验中,韧性是所测量的颈部平均实际应变,$\varepsilon_f=\ln(A_0/A_f)$,式中 A_0 为试样初始的截面积,A_f 是断裂时缩颈的截面积。试验分散带包含了下列来源的数据:Edelson 和 Baldwin(1962)对含有各种类型和大量夹杂的铜合金的数据;LeRoy 等人(1981)对球化钢的结果;Magnusen 等人(1985)对粉末冶金(p/m)镍和钛的结果;Bourcier 等人(1986)对 p/m 钛的结果以及 Spitzig 等人(1988)对 p/m

铁的结果。在 LeRoy 等人获得的数据情况下，它并不是断裂本身(点画线)的应变，而是减去了孔洞萌生的应变，即通常认为的 0.5－0.6(Thomason，1990)。p/m 材料部分被烧结，含有各种程度的疏松。在分散带内，具有高应变硬化指数的趋于上边界(铁：$N=0.32$)，而那些具有低硬化指数的材料趋于下部的边缘(钛：$N=0.19$)。在图 12-21 所示的近乎通常的行为将不再适用于所有的韧性材料。许多钢就是相反的例子，在初始孔洞之间颗粒上的二次孔洞萌生实际上降低了它们的韧性。

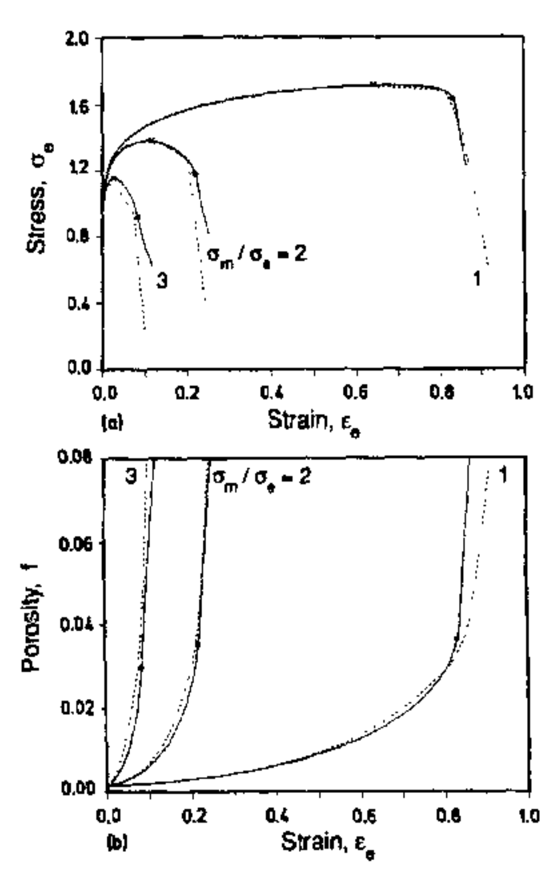


图 12-20　演变的 Gurson 模型(破折线)与数值胞状模型计算(实线)结果比较。(a)应力应变曲线；(b)孔洞的变化；$N=0.1$，$f_0=0.0013$

图 12-21 也示出了各种理论结果。首先，人们注意到自由孔洞长大的假定过高地估计了韧性，破折点画线代表了在等式(12-30)$\varepsilon_{nuc}=0$ 和源于 Budiansky 等人(1982)$\dot{v}$下的结果。虽然采用了三维比 $\sigma_m/\sigma_e=0.8$，但这是在缩颈区所能够有理由假定的最高值(单轴拉伸无颈缩意味着 $\sigma_m/\sigma_e=1/3$)。在图 12-21 中所包含的所有其它理论预测均考虑了孔洞交互作用且与试验分散带相一致。破折线代表了考虑孔洞体积的 Thomason(1990)模型以及对缩颈处非比例加载历程所积分的孔洞形状。对于缩颈处形状的变化，Thomason 采用了 LeRoy 等人(1981)建立的经验关系式。在图 12-21 中的三角数据点来自 Becker 等人(1988)在 $\sigma_m/\sigma_e=0.67$ 条件下所获得的。该条件对缩颈区的三维应力是实际的。这一结果是基于有限元胞状模型计算，且假定铁具有很强的应变硬化。因此，实际情况下预测值处于分散带的上界。图中的圆形符号是 Becker(1987)基于演变的 Gurson 模型的结果($q_1=2.38$，$q_2=0.748$ 和 $f_c=0.15$)。圆内有×的符号代表了考虑缩颈区所经受非比例加载的计算值。源于 Becker 的其它数据涉及到 $\sigma_m/\sigma_e=0.65$(在缩颈的最终三维比)的情况。空心圆对均匀孔洞分布是有效的，而实心圆和圆内有×则指的是非均匀分布。应当提及，Becker 的结果不能看作真正的理论预测，这是由于参数 q_1 和 q_2 适用于 Spitzig 等人(1988)的实验。

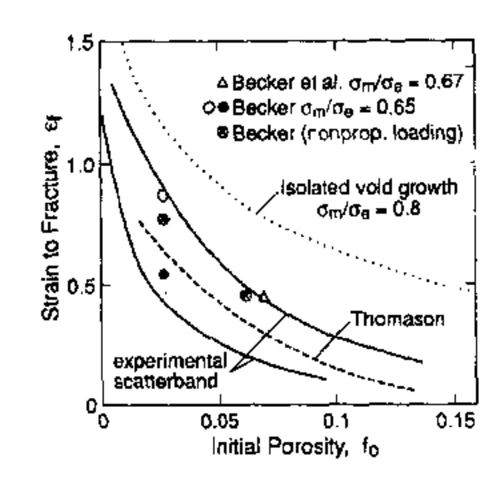


图 12-21　在单轴拉伸试验中计算与试验韧性的比较

· p. 593 ·

Hancock 和 Mackenzie(1976)以及 Hancock 和 Brown(1983)用各种钢的缺口试样测定了作为三维应力函数的韧性。结果表明韧性随三维应力增加而急剧下降，这一下降能够用指数关系来描述，并从等式(12-27)所表示的 Rice 和 Tracey(1969)模型中导出。由 Needleman 和 Tvergaard(1984)用包含连续的孔洞萌生的演变 Gurson 模型($q_1=1.5$)模拟了试验，对数据得出了更好的理论描述。

12.3.7.2 孔洞长大

通过在不同拉伸阶段中断试验的方法，Marini 等人(1985)研究了含有 Al_2O_3 颗粒的粉末冶金钢的孔洞长大。他们发现 Rice 和 Tracey(1969)模型过低地评估了他们所测的孔洞长大速率，估计值仅为实测值的 1/3－1/5，但却正确地预测了与三维应力的关系。

LeRoy 等人(1981)估算了与 Rice 和 Tracey(1969)模型相关的球化钢的试验结果。与 Marini 等人(1985)的结果相反，他们发现模型与试验结果一致。Worswick 和 Pick(1990)对他们自己的试验和来自文献中的结果进行了评估，也得出了同一结论。

Spitzig 等人(1988)在粉末冶金钢中测量了孔洞随应变的增加，在他们试验($\varepsilon=0.3$)中，均匀延伸区域内有

$$\frac{f}{f_0}=1+\varepsilon \tag{12-36}$$

Bourcier 等人(1986)在对钛的试验中发现了具有同样的结果。当 ε 小时，不论 $\dot{v}$ 取自 Rice 和 Tracey(1969)的模型还是取自 Bourcier 等人(1982)模型，其结果均与(12-29)式相同。对于等式(12-36)中 ε 的因子(经验值为单位量)，根据 Rice 和 Tracey(1969)模型得出为 0.9，而 Budiansky 等人在 $N=0.33$ 的情况下给出 1.0 作为对粉末冶金钢的近似。Worswick 和 Pick(1990)的三维有限元模型给出了同样的结果。

演变的 Gurson 模型预测，对单轴拉伸，孔洞在最初按照下式增加(对小的 f_0)，

$$\frac{f}{f_0}=1+0.78q_1(1-f_0)\varepsilon \tag{12-37}$$

这与式(12-36)的试验结果相一致。如果人们选择 $q_1=1.35$，得出的值将接近于胞状模型计算所得到的值。

12.3.7.3 本构行为

孔洞的存在降低了金属的屈服和流变应力。经验估计，屈服应力 σ_y 的降低可用下式描述：

$$\frac{\sigma_y}{\sigma_{y0}}=1-\alpha f_0 \tag{12-38}$$

· p. 594 ·

式中，σ_{y0} 为完全致密材料的屈服应力。Spitzig 等人(1988)和 Magnusen 等人(1985)分别发现对钢和镍及钛的因子 α 为 3，而 Bourcier 等人(1986)发现对钛和 Ti-6Al-4V 为 4－5。McMeeking 和 Hom(1990)的微观力学有限元模型给出 $\alpha=3-5$，这与观察结果相一致。另一方面，演变的 Gurson 模型对小的 f_0 和单轴拉伸给出 $\alpha=1.13q_1$。因此，如果 $q_1=2.66$，可获得试验值 $\alpha=3$。

这一结果表明，演变的 Gurson 模型同时存在与所观察的孔洞长大速率以及结构反应相适应的问题。与所观察的孔洞长大速率相适应需要 $q_1=1.35$，而与结构反应相适应则最好选择 $q_1=2.66$。

12.4 蠕变断裂

12.4.1 引言

在温度达到金属熔化的绝对温度 30－50%时，金属材料在持续的低应力下经历连续的塑性变形（"蠕变"）。在相同的应力和温度范围内，当长时间加载时，许多金属和合金发生低塑性的沿晶断裂。

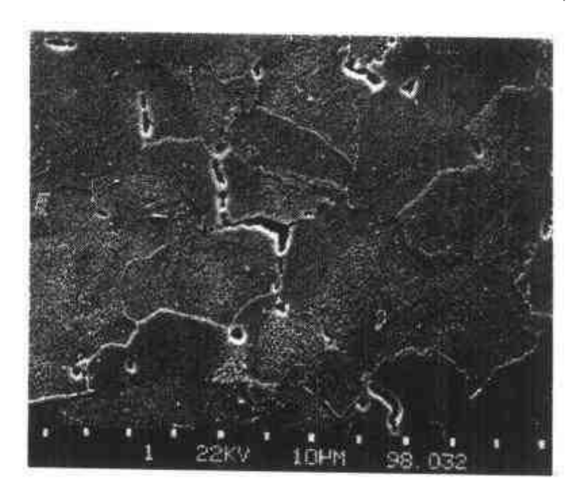


图 12-22 1/2Cr-1/2Mo-1/4V 钢在 540℃试验时的蠕变空穴，抛光和浸蚀截面

这种断裂过程经历孔洞在晶界的萌生、长大和粗化（按照通常的习惯，在高温下沿晶界形成的孔洞称为"空穴"，以区别于在低温下夹杂处形成的"孔洞"）。图 12-22 示出了 CrMoV 钢在 540℃试验时出现的空穴。所产生的沿晶断裂表面上覆盖着浅的韧窝，它相当于先期形成的空穴。除了蠕变、疲劳、腐蚀和微观组织的破坏外，晶界空穴是限制材料使用温度范围和寿命的一个重要因素。其最主要原因是高温扩散增加了原子的可动性。

在一些材料中，蠕变损伤具有这样的特点，即晶界裂纹起始于三角晶界的结点上。根据它们的形状，将这些类似裂纹的缺陷称之为楔形裂纹（图 12-23）。楔形裂纹在相对高的应力下起主导作用（McLean，1956/7）。它们可能导致最初圆形空穴的粗化。在这种情况下，裂纹成为锯齿状，在裂纹尖端前缘可检测到小的空穴（Chen 和 Argon，1981）。然而可能有另一种情况，楔形开裂是通过晶粒中可能的脆性分离而发生。这种脆性分离是由于杂质原子偏聚的参与。这种可能性已结合应力松弛开裂进行过专门的讨论（Mcmahan，1984），在此不再详细论及。

• p. 595 •

晶界的空穴涉及到将结构材料用于高温的所有工业部门。这里将提起少量例子。若想更深入地了解有关在各种金属、合金和陶瓷中的空穴，可参阅 Riedel 的工作（1987）。

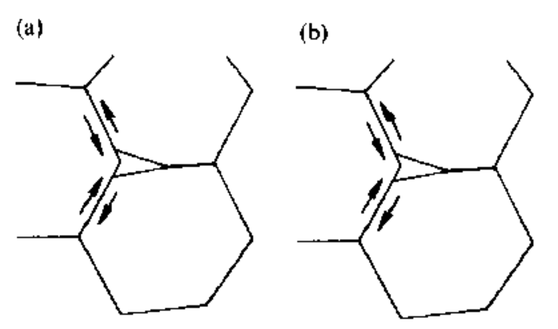


图 12-23 通过(a)脆性分离或(b)空穴粗化形成的楔形裂纹（Riedel，1987）

抗蠕变铁素体钢广泛应用于火力发电厂，其使用温度达 550℃以上，空穴对其使用起着重要的作用。大多数有关对 1Cr-$\frac{1}{2}$

Mo，$\frac{9}{4}$Cr-1Mo 和$\frac{1}{2}$Cr-$\frac{1}{2}$Mo-$\frac{1}{4}$V 钢的研究是很有成效的，而对含 12%和 9%Cr 的钢有关空穴的报道较少(Eggeler 等，1989；Bürgel 等，1990；Wachter 等，1991)。由于火电厂高压管道的安全取决于对晶界空穴及临界位置例如焊件的控制，管子弯头处应定期通过复型技术进行检查。根据所检测的蠕变损伤程度(VdT Ü V-Merkblatt Dampfkessel，1983；Neubauer，1981；Bendick 等，1985)，判断是否继续使用、缩短检修间隔或予以直接更换。

由于在面心立方(奥氏体)晶格中的扩散系数比体心立方中(铁素体)的小两个数量级，因而奥氏体钢可以在高温下使用(到 750℃)。许多奥氏体但并非所有奥氏体钢均产生晶界空穴，这取决于热处理和杂质的含量。对高温(达到约 1000℃)部件，如在汽轮机中，采用镍基合金。其中一些在高温下发生沿晶空穴断裂。添加 Zr 或 B 有阻止甚至使沿晶空穴消除的趋势，使得失效现象在常温下一样以穿晶的方式进行。在 Mn，Cu，Ti，W 和 Zr 中已对蠕变空穴进行了进一步研究。陶瓷材料在高温(1000℃以上)和长时间加载下也会发生沿晶空穴断裂。

12.4.2 空穴萌生

12.4.2.1 萌生位置

在相对纯的金属中，空穴可能在滑移带与晶界交互作用处萌生，这可能与该区域的应力集中有关。类似地，晶界滑动使晶界边缘和三叉晶界处产生应力集中(图 12-24)。在这些位置均已观察到空穴萌生的发生。

• p. 596 •

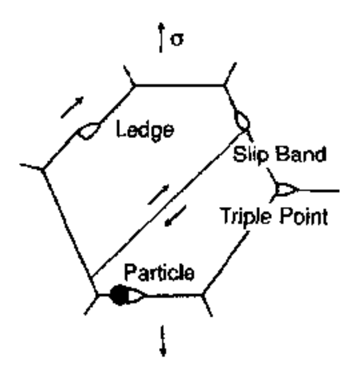


图 12-24 空穴萌生位置

在含有第二相颗粒的材料，诸如大多数结构合金中，这些第二相颗粒常常优先成为空穴萌生的位置。对试验研究的评估可参见 Riedel(1987)的结果。在铁素体钢中，空穴在碳化物、氧化物和硫化物处萌生。对奥氏体，空穴也在碳化物处萌生(Argon 等，1981；Swindeman 等，1981)。如果存在 ε 相颗粒，它们的边界也是易于萌生的位置。在镍基合金中，粗大的碳化物已被证明是萌生的位置，它常常与滑移带在颗粒上相接触(Shiozawa 和 Weertman，1983)。较低的夹杂含量通常降低对空穴的敏感性，因此对蠕变性能有所改善(Tipler 和 Hopkins，1976)。

12.4.2.2 晶界滑动的作用

由于增加了原子的扩散，晶界的滑动在高温下成为可能。晶界滑动加剧了在三叉晶界以及在晶界边缘、凹凸处的应力集中。这些应力集中处常常成为空穴萌生的必然区域。

确实，Chen 和 Machlin(1957)以及 Intrater 和 Machlin(1959)已令人信服地证明了晶界滑动对空穴萌生的重要性。他们发现双晶铜在单纯拉伸下不产生空穴，但若在拉伸加载前晶界受到剪切作用，则出现大量的空穴。另一方面，Raj(1975)以及 Gandhi 和 Raj(1982)在纯拉伸下在双晶边界颗粒上观察到了空穴。

与在双晶铜上的观察结果相反，在多晶结构材料中晶界滑动几乎不可能成为空穴萌生的基本条件。这是由于空穴优先在垂直于拉伸应力的边界形成，因而滑动很小(Chen 和 Argon，1981；Chen 和 Weertman，1984)。也有与此相反的例子存在，即优先在倾斜边界萌

生，但即使在这种情况下，在低应力下优先的位置仍移到垂直于拉伸应力的法向边界上。

12.4.2.3 所观察的萌生动力学

众多的研究得出了共同的结论：早期先形成空穴，并在整个蠕变寿命期内空穴持续长大。一般说来，空穴的数目通常与蠕变应变成正比(Dyson，1983)，即萌生速率正比于应变速率：

$$J^{*} = \alpha' \dot{\varepsilon} \tag{12-39}$$

式中，J^{*} 是单位时间内在单位晶界面积上萌生的数目。比例因子 α' 从对不同的材料变化很大。对高纯钢，α' 为 $10^{9}/m^{2}$ 或略低一些，而对商业用钢可超过 $4\times10^{10}/m^{2}$，对在晶界上含有细小弥散硫化物的粗晶热影响区材料，其量值可达 $4\times10^{12}/m^{2}$。所对应的蠕变韧性在20%和2%断裂应变之间变化。Dyson(1983)与Riedel(1987)搜集并整理了与等式(12-39)近似有效的试验证据，也提供了偏离这一简单关系的结果，特别是讨论了空穴萌生所需要的临界应力。对铁素体钢，由于在服役期间大多数构件均产生空穴，因此空穴萌生的临界应力必然低于构件的设计应力(50－100MPa)。在纯金属中，在低于10MPa的应力下仍观察到了空穴萌生。

• p.597 •

12.4.2.4 萌生理论

空穴可以通过原子空隙的热激活凝聚而萌生。在高温下，这一过程很可能比局部高应力更加容易使原子键断裂。

典型的萌生理论框架已经表明(Raj 和 Ashby，1975；Riedel，1987)，低于一定的空穴萌生应力，空穴萌生速率较小，而当高于一定的萌生应力时，空穴萌生速率增大。萌生应力由下式给出：

$$\sigma_{\text{nuc}} = \left(\frac{\gamma_{s}^{3} f_{v}}{10kT}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{12-40}$$

这里，无量纲因子 f_{v} 考虑了空穴核心的形状，它定义为空穴体积除以表面曲率半径的立方。取表面能 $\gamma_{s}=1.5J/m^{2}$，并取 $T=850K$，等式(12-40)可以简化为 $\sigma_{\text{nuc}}=5360\sqrt{f_{v}}MPa$。这一数值的例子表明：除非在体积函数 f_{v} 为 $10^{-5}-10^{-4}$ 的情况下，否则相对于所观察到的萌生应力而言，预测的萌生空穴的应力值太高了。然而空穴萌生一般不可能有与如此小体积 f_{v} 对应的极端形状。

因此，人们(例如，Argon，1982；Riedel，1984，1987)已经讨论了是否由于滑移带的应力集中或晶界滑动使局部应力升高到所需要的水平。作为应力分析的结果，似乎应力集中不可能达到很大，即很难达到萌生空穴所需要的理论应力。因此，空穴萌生的问题不能看作已定量地得到解决。

12.4.3 空穴长大模型

12.4.3.1 概况

空穴能够通过若干机制长大。在高温下的基本机制可能是原子离开空穴扩散到晶界(Hull 和 Rimmer，1959)。在高应力下，扩散空穴长大可能通过基体的塑性流变而增加。在

低应力下，自由空穴边界上扩散空穴的长大受限于周围材料的刚性(Dyson，1976，1979)。对空穴通过扩散长大的情况，可分为快速表面扩散和慢速表面扩散两种情况(Chuang 等，1979)。Riedel(1987)对所有这些模型和其它相关的模型进行了概括和总结。与试验所得出的结果比较，对在低应力长时间条件下试验的结构用合金，受约束的扩散是最重要的一种机制。

12.4.3.2 受约束扩散的空穴长大

在一定分数的寿命期限后，空穴仅限于自由的晶界小平面，周围是未损伤的材料，如图 12-25 所示。为了了解受约束长大模型(Dyson，1976，1979)的概念，假定在外加应力的影响下，空穴很容易通过原子离开空穴扩散的方式到达处于刚性所包围的晶界。此时，长大空穴超出的体积不能协调，或者换句话说，刚性材料对空穴边界施加一个向后的力。因此能够有效地作用于晶界并使扩散空穴长大的应力 σ_b 减小，以使得扩散空穴长大速率与周围材料通过蠕变流动所能协调的多余体积相适应。因此，在蠕变抗力相对高的材料中，蠕变速率受空穴长大速率的控制。另一方面，如果材料容易蠕变，空穴长大超出的体积容易协调，空穴长大速率受扩散长大过程本身控制，这是无约束自由长大的极限情况。

• p. 598 •

Rice(1981)将这一概念发展为定量模型，此后一些作者又对这一模型作了改进(见 Riedel，1987)。Rice 用等式(12-25)的 Norton 指数定律将空穴小平面理想化地描述为一圆形裂纹。距小平面远程处施加一垂直的拉伸应力 σ_1 和横向力 σ_T。小平面传递一应力 σ_b，其值由扩散孔洞长大速率和蠕变所引起的小平面体积长大速率相比较来确定。

在这些条件下，空穴长大速率如下：

$$\dot{R}=\frac{\sigma_1-(1-\omega)\sigma_0}{h(\psi)R^2\dfrac{q(\omega)kT}{2\Omega\delta D_b}+\dfrac{q'\sigma_e}{\dot{\varepsilon}_e\lambda^2 d}} \tag{12-41}$$

在图 12-25 中定义了空穴半径 R，间距 λ 和小平面尺寸 d。另外，Ω 是原子体积，δD_b 为晶界扩散系数(m^3/s)，$\omega=(2R/\lambda)^2$ 为晶粒小平面的空穴面积分数，$q'=\pi^2(1+3/n)^{1/2}$ 为简化式，$\sigma_e=|\sigma_1-\sigma_T|$ 是 von Mises 等效应力，$\dot{\varepsilon}_e$ 为等效应变速率，结合应力 σ_0 为

$$\sigma_0=\frac{2\gamma_s\sin\psi}{R} \tag{12-42}$$

无量纲函数

$$h(\psi)=\frac{2(1+\cos\psi)^{-1}-\cos\psi}{2\sin\psi} \tag{12-43}$$

考虑了凸形空穴形状，且

$$q(\omega)=-2\ln\omega-(3-\omega)(1-\omega) \tag{12-44}$$

式(12-41)包含了受约束和自由空穴长大的极限情况。如果应变速率很高，分母中的第二项趋于零。因此，在边界上的应力等于所施加的拉伸应力，空穴长大速率为自由扩散长大的速率。然而，如果应变速率低，分母中的第一项可忽略，空穴长大速率正比于应变速率。在这种情况下，在边界上的应力减小为结合应力，即通常相对于所施加的应力较小的值。这就意味着在约束极限下，边界小平面在力学上起着一个类似裂纹的作用，不传递明显的拉力。

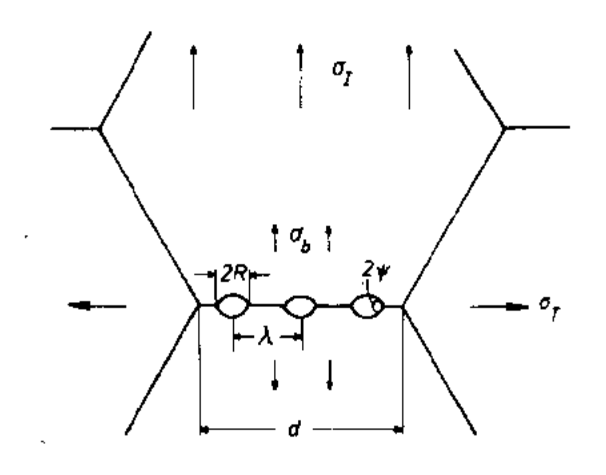


图 12-25　在晶粒小平面上受约束空穴长大的示意图

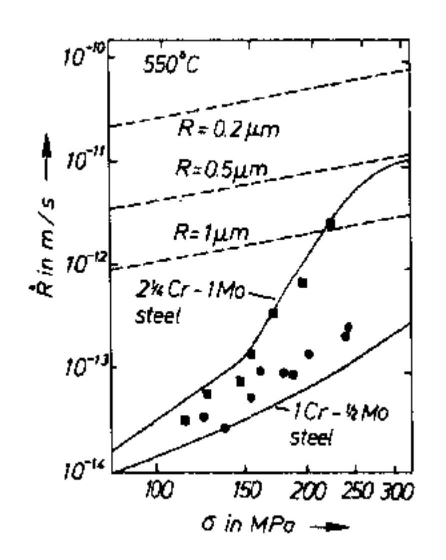
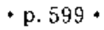


图 12-26　在钢中的空穴长大速率(Riedel，1985a，1987)。数据点来自Needham(1983)；实线：受约束长大；破折线：自由长大



12.4.3.3　与实测长大速率的比较



• p. 599 •

Needham(1983)以及 Needham 和 Gladman(1984)报道了在铁素体钢中的空穴长大。图 12-26 示出了与受约束和自由条件下预测的比较(Riedel，1985a)。实线代表在给定蠕变速率以及当晶粒尺寸($d=18\mu m$)和空穴间距(对1Cr-1/2Mo，$\lambda=3.2\mu m$；对 9/4Cr-1Mo 钢，$\lambda=4.5\mu m$)一定时由 Needham 根据等式(12-41)所给出的值。空穴直径选定为 $2R=1\mu m$，材料参数取自 Frost 和 Ashby(1977)给出的表。数据与 9/4Cr-1Mo 和 1Cr-1/2Mo 吻合的非常好。另一方面，自由长大速率由破折线表示，预测出错误的应力关系以及过高的长大速率。从这一比较中可以得出，在低或中等应力下，空穴长大在这些钢中受到约束；因此，受约束长大模型很好地预测了长大速率。

12.4.3.4　断裂寿命

对(12-41)式从原始空穴半径 R_0 到 $R=\lambda/2$ 积分，所得到的空穴粗化时间 t_c 为

$$t_c=\frac{2h(\psi)kT\lambda^3}{315\Omega\delta D_b\sigma_1}-0.4\frac{h(\psi)(1+3/n)^{1/2}\lambda}{\dot{\varepsilon}_e(\sigma_1/\sigma_e)d} \tag{12-45}$$

第一项由具有结合应力的自由长大速率产生，忽略 R_0/λ 的高次项。由于受到约束，在高应变速率下第二项可忽略，但对小应变速率得出的粗化时间则大大延长。而预测不受约束项与应力成倒数线性关系，$t_c\propto 1/\sigma$，约束项与应力有很强的依赖关系，$t_c\propto 1/\sigma^n$。实际的断裂时间服从后者的关系。

然而，粗化的时间 t_c 并不能考虑用断裂时间 t_f 来表示。不管空穴仍然很小还是已聚集而形成一实际的微裂纹，经历约束空穴的晶界在力学上充当了一微裂纹。具有释放应力的空穴小平面降低了材料的强度，直到形成足够数量的空穴而引起快速断裂。因此，断裂过程并不受控于在边界面上个别空穴的粗化，而是受控于边界面上空穴数目的增加。

尽管存在这一缺点，t_c 仍能正确地近似描述断裂的时间(Dyson，1979；Riedel，1987)。在下一节中将给出详细的比较。

• p. 600 •

12.4.4 空穴长大和空穴的连续萌生

12.4.4.1 空穴尺寸分布函数

与模型所考虑的相距甚远，在实际材料中的空穴具有不等的尺寸，它可用尺寸分布函数 $N(R,t)$来描述。$N\mathrm{d}R$ 是单位晶界面上处于半径为 R 和 $R+\mathrm{d}R$ 之间的空穴数目。不等的空穴尺寸可能由局部应力的统计变量和材料的性能所引起，也可能由连续的空穴萌生所产生。较早萌生的空穴比晚萌生的空穴要大，这里忽略了统计的影响，以使造成不等的空穴尺寸的唯一原因是连续萌生。

在这种情况下，尺寸分布函数在尺寸间距上服从连续方程

$$\dot{N}+\frac{\partial(N\dot{R})}{\partial R}=0 \tag{12-46}$$

式中，个别空穴的长大速率 $\dot{R}(R,t)$取决于它们的尺寸和时间。这一时间关系基于这一事实：$\dot{R}$ 通常取决于空穴间距，由于连续萌生，它随时间的延长而下降。萌生速率涉及式(12-46)的边界问题：在 $R=0$ 时尺寸间距的量必须等于一确定的萌生速率，在 $R=0$ 时 $N\dot{R}=J^*$。

12.4.4.2 连续方程的近似解

偏微分方程(12-46)与边界条件联立可得出近似解，如果空穴长大速率和萌生速率二者服从指数关系

$$\dot{R}=A_1R^{-\beta}t^{-\alpha} \quad J^*=A_2t^{\gamma} \tag{12-47}$$

该关系中含有参数 α,β,γ,A_1 和 A_2。此时，空穴尺寸分布函数具有下列形式(Riedel，1985a，1987)：

$$N(R,t)=\frac{A_2}{A_1}R^{\beta}t^{\alpha+\gamma}\left(1-\frac{1-\alpha}{1+\beta}\frac{R^{\beta-1}}{A_1t^{1-\alpha}}\right)^{\frac{\chi+\gamma}{1-\chi}} \tag{12-48}$$

图 12-27 示出了按照(12-48)式得到的分布函数变化的例子。根据 $1-\alpha$ 的符号，分布函数的最大值朝着大或小的空穴尺寸移动，其分布在最大尺寸上被截断，它趋于无穷。

12.4.4.3 连续萌生的寿命

从分布函数可知，晶界的空穴面积分数可被计算为 $\omega=\int\pi R^2N(R,t)\mathrm{d}R$。当达到临界值 ω_f，将发生断裂。

Riedel(1985a，1987)把萌生速率代入(12-39)的经验公式中，估算了各种长大机制中达到临界空穴面积分数的时间。对非约束扩散长大，长大速率并不具有式(12-47)那样精确的幂指数形式，而需要有效的近似解。然而，结合力经常被忽略，$q(\omega)$可通过总是大于其值的幂指数函数来近似。因此可采用近似解，以获得 t_f 的低限估计值

• p. 601 •

$$t_f=0.25\left[\frac{h(\psi)kT\omega_f}{\Omega\delta D_b\sigma}\right]^{\frac{2}{5}}\frac{1}{(J^*)^{3/5}} \tag{12-49}$$

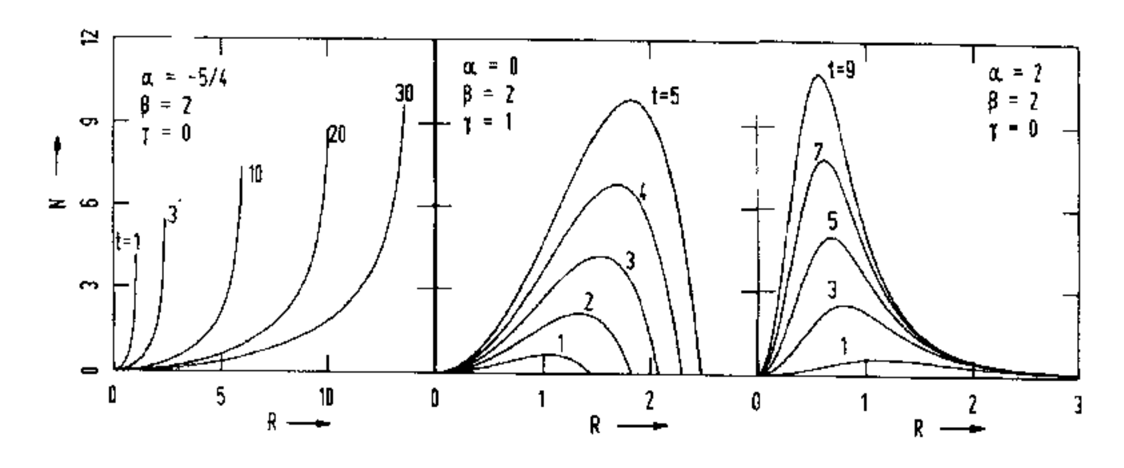


图 12-27　空穴尺寸分布函数的变化(Riedel,1985a)

如果 Norton 蠕变定律有效,假定萌生速率为$\dot{J}^{*}\propto\dot{\varepsilon}$,取决于应力 $J^{*}\propto\sigma^{n}$,以使寿命的应力关系为 $t_{f}\propto1/\sigma^{(3n+2)/5}$。因此应变控制的空穴萌生速率和应力控制的长大速率导致中等应力的寿命关系。

在受约束空穴长大的极限条件下,长大速率由略去式(12-41)中分母中的第一项而得到。如果忽略结合力,长大速率具有允许使用近似解的形式。晶界上达到一定的空穴面积分数 ω_{f} 的时间为

$$t_{c}=0.78\left(\frac{1+3/n}{J^{*}}\right)^{\frac{1}{3}}\left[\frac{\sigma_{c}h(\psi)}{\sigma_{1}\dot{\varepsilon}_{e}d}\right]^{\frac{2}{3}}\omega_{f} \tag{12-50}$$

像在式(12-45)中一样,如果空穴长大受约束扩散机制控制,由于在晶界面上空穴的粗化并不与断裂过程直接相关,则这一时间用 t_{c} 代表(而不是用 t_{f})。对于应变速率控制的空穴萌生,式(12-50)给出一恒定的 Monkman-Grant 结果 $\dot{\varepsilon}t_{c}$,其典型值为 2%－10%。

12.4.4.4　与试验的比较

尽管 t_{c} 不能表征为断裂寿命,式(12-50)现仍能与式(12-49)以及试验结果相比较。图 12-28 示出了 Needham(1983)对 9/4Cr-1Mo 钢进行试验的断裂寿命,其空穴长大速率已在图 12-26 中给出。与理论线的比较表明,受约束长大模型与不受约束的自由长大模型的数据之间吻合很好。

· p. 602 ·

图 12-29 示出了与 Cane(1979)数据的比较。它也解释了在试验开始时连续与间断萌生对所有空穴的影响。对空穴自由长大有实质性的差别,而对约束长大其差异可近似忽略。在这种情况下,其数值与约束长大模型的预测是相当吻合的。

12.4.5　空穴固态的本构行为

12.4.5.1　Kachanov 模型

Kachanov(1960)提出了蠕变第三阶段的表象本构模型,Hayhurt 和 Leckie(1984)将它推广于多维应力状态中。这里引入了损伤参数 ω,其值的变化范围是对未损伤材料为 0,断裂时为 1。变化定律可写如下:

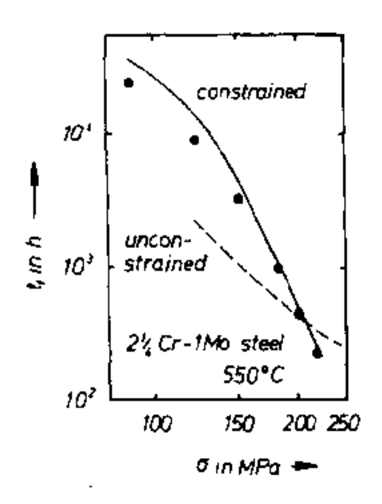


图 12-28 Needham(1983)所测得的断裂寿命。实线:受约束长大;破折线:自由长大(取自于 Riedel,1985a)

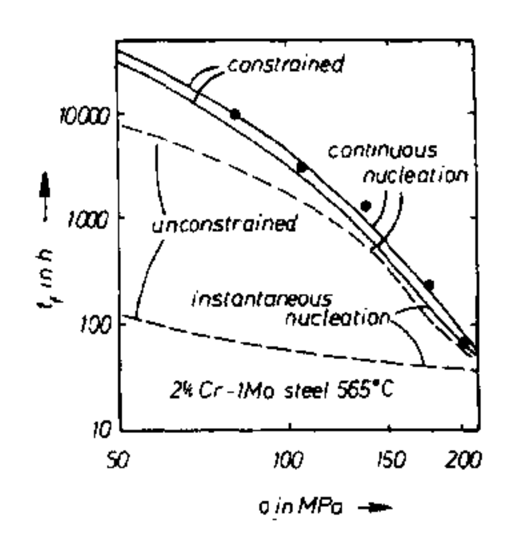


图 12-29 Cane(1979)测得的断裂寿命。理论曲线(底部到顶部):(12-45)式的第一项、式(12-49)和式(12-45)的所有项、式(12-50)(取自 Riedel,1985a)

$$\dot{\omega}=\frac{D[\chi\sigma_1+(1-\chi)\sigma_e]^\gamma}{(1-\omega)^\phi} \tag{12-51}$$

且对应力/应变关系的影响假定为

$$\dot{\varepsilon}_{ij}=\frac{3}{2}A\frac{\sigma_e^{n-1}\sigma_{ij}}{(1-\omega)^n} \tag{12-52}$$

这里,A,n,D,χ,ϕ 和 χ 为材料参数。参数 χ 作为描述最大主应力和 von Mises 等效应力的相对重要性。损伤参数 ω 有时解释为晶界的空穴面积分数,但这样一个解释并不具备微观力学基础。Kachanov 模型的特点类似于所描述的基本模型(见 12.4.5.3 节)那样,在此将不再讨论。

12.4.5.2 Hutchinson 模型

在受约束空穴长大的极限情况下,可将空穴晶界小平面近似看作自由受拉的微裂纹。因此,Hutchinson(1983a)通过考虑含圆形裂纹的幂指数蠕变基体分析了经受约束空穴的蠕变体的本构反应。对宽间距的裂纹,他得出了三维本构方程。对单轴拉伸,可简化为

$$\dot{\varepsilon}=A\sigma^n(1+\rho) \tag{12-53}$$

这里 $\dot{\varepsilon}=A\sigma^n$ 为基体材料的反应,且

$$\rho=\frac{n+1}{2(1+3/n)^{1/2}}d^3N_{mc} \tag{12-54}$$

为一裂纹数值密度的测量。式中 N_{mc}为单位体积上裂纹的数目,d 为其直径。

• p. 603 •

12.4.5.3 高密度空穴边界小平面的本构方程

Hutchinson(1983a)本构方程(12-53)对小的 ρ 是适用的,Rodin 和 Parks(1986,1988)

用差分自调合形式将其扩展到高密度的空穴面上。

Riedel(1987)用自调合方法提出的简化近似解导出了单轴形式的应力-应变速率关系

$$\dot{\varepsilon}=\frac{A\sigma^n}{1-\rho} \tag{12-55}$$

损伤参数 ρ 在(12-54)式中定义。(12-55)式的精度可通过与 Tvergaard(1984)数值胞状模型计算结果进行对比来检验。对 $n=5$ 和 $\rho=0.38$,(12-55)式所预测的应变速率与胞状模型计算结果的误差在 1%以内。

完整的本构描述涉及到损伤参数 ρ 的变量方程。由于试验中发现空穴萌生与应变有关,变量方程被假定具有下列形式:

$$\rho=\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_f}\right)^{\gamma} \tag{12-56}$$

式中,指数 γ 是个可调节的参数,ε_f 为断裂应变,它可能是依赖应力的,但在下面假定为常量。

式(12-55)和(12-56)形成一本构模型,以描述材料在恒载或变载下的行为。它类似于 Kachanov(1960)的表象模型,但与 Kachanov 所采用的正式损伤参数相反,参数 ρ 具有确切的含义。测量 ρ 建议采用金相截面或复型技术,这已被 Riedel(1989a)所采用。

对本构方程(12-55)和(12-56)积分,在恒定应力下,蠕变曲线的倒数形式为

$$\dot{\varepsilon}_s t=\varepsilon-\frac{\varepsilon_f}{\gamma+1}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_f}\right)^{\gamma+1} \tag{12-57}$$

式中,$\dot{\varepsilon}_s=A\sigma^n$ 为基体材料的稳态蠕变速率。式(12-57)描述了蠕变第二和第三阶段,如图 12-30 所示。

12.4.5.4 剩余寿命

用式(12-56)中的损伤参数代替式(12-57)中的应变,可得出所消耗的寿命时间分数和损伤状态之间的关系:

$$\frac{t}{t_f}=\lambda\rho^{\lambda-1}-(\lambda-1)\rho^{\lambda} \tag{12-58}$$

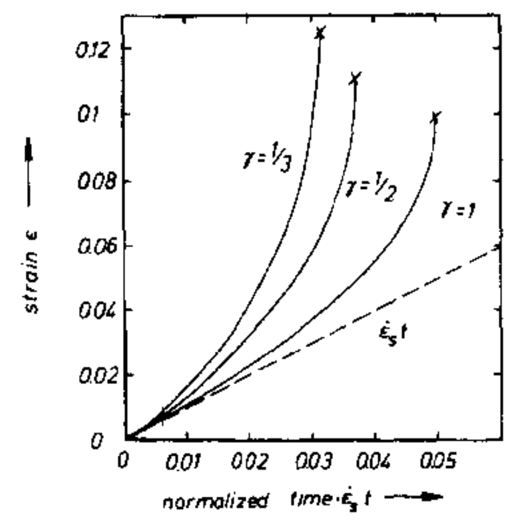


图 12-30 按照(12-57)式所得到的蠕变曲线

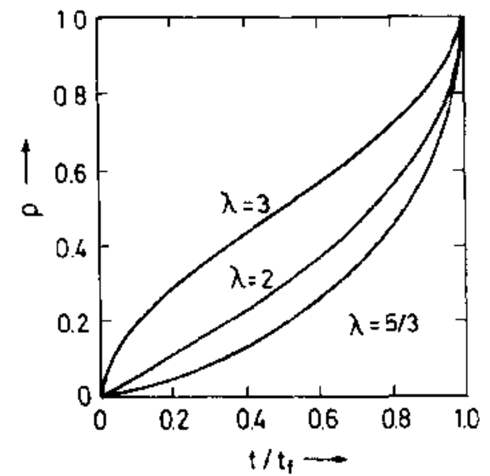


图 12-31 各种应变比下损伤参数 ρ 和寿命分数的关系

式中，$\lambda=1+1/\gamma$；λ 也可解释为应变比 $\lambda=\varepsilon_f/(\dot{\varepsilon}_s t_f)$ 这里 $\dot{\varepsilon}_s t_f$ 为 Monkman-Grant 的产物。式(12-58)在图 12-31 中示出。

• p. 604 •

建议进行剩余寿命估算时采用(12-58)式。通过金相截面或复型技术确定 ρ，并通过取自蠕变试验的应变比 λ，蠕变试验时的应力接近于实际值(Riedel，1989a)。将所提出的方法应用于焊件热影响区材料是成功的，而应用于基体 1/2Cr-1/2Mo-1/4V 钢则显示出了该理论的缺陷。Riedel(1992)认为，可采用的另一公式比较适用于基本的金属。

12.5 断裂化学

在影响因素中，化学环境和痕迹元素对断裂过程、回火脆、氢脆以及应力腐蚀开裂是特别重要的，这将在下面描述。

12.5.1 界面偏析引起的弱化和强化

低合金铁素体钢在 350℃和 500℃之间能够发生严重的脆断。这一称之为回火脆断涉及与在这一温度范围工作的汽轮机零件相联系的电力工业。回火脆的原因是杂质原子，如硫、锡、锑或砷在晶界偏析。结果导致断裂模式从回火前的韧性韧窝断裂变为回火后的脆性沿晶断裂，半随摆锤单梁式冲击能的实际损失。McMahon(1968，1984)，Yoo 等人(1985)以及 Riedel(1987)对这一领域的发展进行了评述。

偏析原子也能够强化晶界。一个最突出的例子是硼对有序金属间化合物 Ni_3Al 的影响。由于金属间化合物是很有前景的高温材料(Sauthoff，1989)，因而在近 10 年间对其进行了大量的研究。一些金属间化合物是本质脆性的，而另一些(如 Ni_3Al)以单晶形式存在时是韧性的，但在以多晶形式存在时则表现为沿晶脆性断裂。然而，人们发现，除了一些附加措施外，这一沿晶脆性可通过添加 200×10^{-6} 范围量的硼使之得以消除(Aoki 和 Izumi，1979；Liu 等，1985)。

12.5.1.1 偏析的平衡

对许多置换式和间隙式杂质原子，通常易于占据晶界位置而不是晶内。对晶界的能量引力和焓之间的平衡有助于在晶粒上均匀分布，导致有效晶界的相对覆盖率 θ(McLean，1957；Guttmann 和 McLean，1979)：

• p. 605 •

$$\frac{\theta}{1-\theta}=\chi\exp\left(-\frac{\Delta G}{RT}\right) \tag{12-59}$$

这一关系称之为 Langmuir-McLean 等温线，χ 是外来原子在晶粒中的聚集(更确切说是活性)。分母 $1-\theta$ 考虑了位值的极限数目(θ 不能大于 1)；ΔG 为每摩尔外来原子偏析的自由焓。对于铁中的磷，Erhart 和 Grabke(1981)给出 $\Delta G=-[34.3+0.021T/(\mathrm{K})]\mathrm{kJ/mol}$。在一种商业钢中也获得了类似的值(Möller 等，1984)。

12.5.1.2 偏析动力学

钢在通常的热处理后，杂质原子在晶粒上的分布或多或少地均匀些，在晶界上没有或

仅有少量的富集。在高温时，原子开始变得可动，向晶界扩散。

扩散问题可用晶界覆盖率随时间增加的结果来解决(McLean，1957)，有

$$\theta-\theta_0=(\theta_\infty-\theta_0)(1-e^{\tau}\mathrm{erfc}\sqrt{\tau}) \qquad (12\text{-}60)$$

式中，θ_0 为试验开始时的覆盖率，θ_∞ 为最终平衡时的值，它由式(12-59)给出，"erfc"称为误差函数，τ 为归一化时间，$\tau=4Dt[\chi/(\theta_\infty\delta)]^2$，这里的 D 为外来原子在晶格内的扩散系数，δ 为晶界的厚度。时间很短时，式(12-60)给出覆差率呈抛物线增加，$\theta-\theta_0=\infty\sqrt{t}$，时间很长时，$\theta$ 趋近于 θ_∞。

12.5.1.3　晶界能和结合强度

偏析原子改变晶界的能量，直观地感觉是，强烈的偏析使晶界能急剧下降。Gibbs 吸附方程(见 Hirth 和 Rice，1980；Riedel，1987)定量地给出了这一关系。

杂质原子使晶界能下降但并不意味着使结合强度下降。事实上，一些原子的偏析，象钢中的碳或 Ni_3Al 中的硼，使晶界强化。而另一些原子，如硫、磷使晶界弱化。强化或弱化并不仅仅取决于晶界能的下降，而且与自由表面能的下降有关。粗略地讲，由于晶粒的分离有利于杂质原子的局部化，杂质原子优先位于自由表面而不是晶界，它使结合强度降低。

Hirth 和 Rice(1980)深入分析了存在外来原子时晶粒分离的过程。他们将这一过程分成慢速分离和快速分离两种极限情况。在慢速分离中，新形成的断裂表面表现为平衡覆盖；而快分离中，每一断裂表面遗留有一半晶界外来原子。一般说来，结合强度在慢速分离时下降较大，下面将仅讨论这种情况。晶界分离的功为 $2\gamma=2\gamma_s-\gamma_b$，由于偏析使其下降 $2\Delta\gamma$，发现具有

• p. 606 •

$$\frac{2\Delta\gamma}{kT}=-2N_s\ln\left[1+\chi\exp\left(-\frac{\Delta G_s}{RT}\right)\right]+N_b\ln\left[1+\chi\exp\left(-\frac{\Delta G_b}{RT}\right)\right] \qquad (12\text{-}61)$$

式中，ΔG_s 和 ΔG_b 分别为偏析于自由表面和晶界的自由焓，N_s 和 N_b 分别为单位面积和单位晶界面积上外来原子的有效位置数目。

图 12-32 示出了利用式(12-61)评估钢中硫和磷的变化(Riedel，1978)。添加 0.1×10^{-6}的 S 或 0.1%P 使分离功下降的典型值为 $1\mathrm{J/m^2}$，这大约相当于纯材料分离功的三分之一。很显然，硫比磷的有效脆化能力更强。因此，工业用钢中的硫通过添加锰来使其含量下降。锰与硫结合形成 MnS 颗粒。图 12-32(a)中的破折线示出了添加 1%Mn 时硫的行为。在这种情况下，分离功的耗失为 $0.7\mathrm{J/m^2}$。

12.5.1.4　原子模拟

一些作者已通过偶合势或更先进的方法在原子级上对纯净的晶界进行了模拟(如 Wang 等，1984 对 Ni 和 Al；Wang 和 Vitek，1986 对 Cu)。

Chen 等人(1989)对含有各种外来原子的有序金属间化合物 Ni_3Al 的晶界进行了模拟。他们发现如果硼原子嵌入到低密度的晶界位置，晶界得到有效的强化，且硼的强化效果随晶界近邻面上镍含量的增加而增加。事实上，数值模拟的断裂途径有时完全远离强化的晶界。除了直接的强化效果外，硼似乎将镍原子(而不是铝原子)吸引到晶界，这也使得

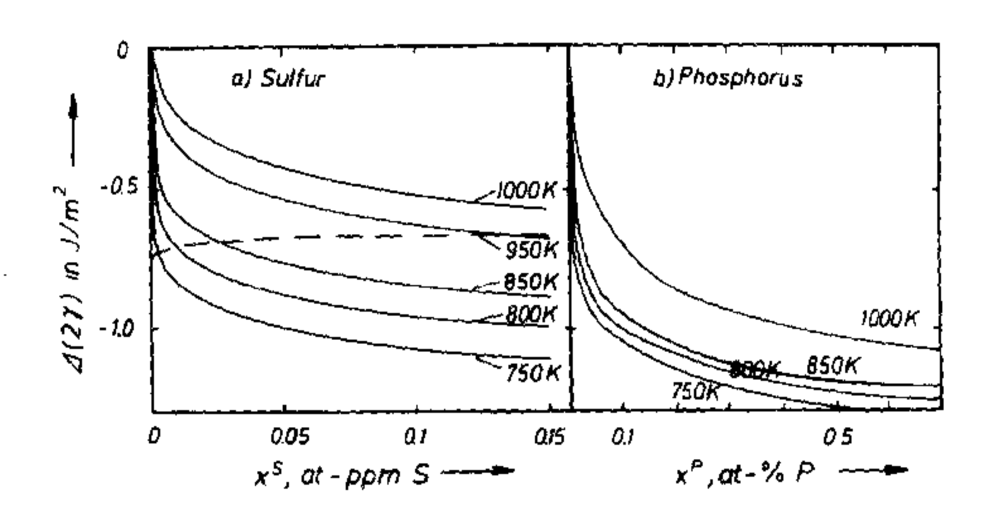


图 12-32　分离使钢的结合强度下降。(a)S;(b)P(取自于 Riedel,1987)

晶界得到强化。硫具有非常有害的作用,可使强度下降为原来的三分之一。当然,晶界的位向也起着重要的作用,图 12-33 示出了存在硫、硼及富镍的特殊晶界(210)面上的应力-应变关系(Chen 等,1989)。对这一位向,镍单独就可以使晶界强化。

· p. 607 ·

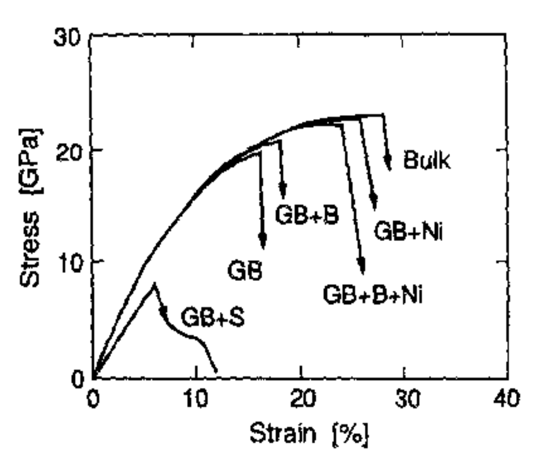


图 12-33　具有各种偏析 Ni_3Al 晶界的应力-应变关系(Chen 等,1989)

12.5.2　氢脆

12.5.2.1　总论

许多金属和合金均存在氢的脆化。在低应变速率试验中,氢的存在使材料的塑性降低,氢溶于金属中,在恒载下引起延迟断裂。裂纹可在低的恒定应力强度因子下连续扩展,可参见 Tyson(1979)给出的例子。通常,氢脆的敏感性随钢的强度增加。例如,马氏体时效钢特别敏感,但低强度材料也发生氢脆。在低温下,开裂的速率随温度升高而增加,在一定的温度之上,这一特点消失。有时这一转变是非常突然的(Gangloff 和 Wei,1977),而在其它情况下是缓慢的。

在许多实际情况下,有害的氢是由于金属与酸性溶液或潮湿空气发生电化学反应而产生的。像酸洗或电镀一类工艺均产生氢,并在金属中形成氢泡。源于潮湿空气中的氢在钢加工或焊接过程中会发生聚集,在随后的零件冷却过程中引起发裂的形成或导致氢致冷裂。

金属中氢的另外一些来源是服役过程中的腐蚀过程。氢可以通过裂尖的腐蚀反应直接产生,或者通过远离裂纹所发生的腐蚀反应来提供。例如,Ratke 和 Grahl(1980)将一 AlZnMg 管的内表面暴露于一腐蚀环境中,结果发现在外侧缺口处产生沿晶脆断开裂,与

缺口本身暴露在腐蚀环境中极为相似。这有力地证实了扩散使得氢从内侧到外侧的缺口处。

脆断也可通过干燥的氢气产生，这种情况是少见的。这是由于通常气体压力远小于化学反应所产生的有效压力，同时由于金属表面通常覆盖着一层氧或氧化物，氢气很难进入金属内部。

12.5.2.2 可能的机制

氢脆可通过多种微观机制引起。显而易见，氢能够通过简单的方式加速由大量孔洞萌生裂纹或在孔洞中产生气压而导致韧性断裂。但氢脆通常涉及沿晶脆断或穿晶解理断裂模式。可能的断裂机理是

• p. 608 •

(1)在内部的界面或预先存在的缺陷上形成氢泡。如果与表面的电化学反应平衡，氢压可以达到很高的值(数百 MPa)，可能引起氢泡、内部裂纹或气泡的塑性膨胀(Zapffe 和 Sims，1941；Teleman 和 Robertson，1963)

(2)氢可以通过使金属的结合强度降低而引起断裂。这一过程首先发生在裂纹尖端的原子键或材料内，特别是在裂纹尖端的应力应变场。静拉伸应力增加氢的溶解性(Troiano，1960；Oriani 和 Josephic，1977)，通过在塑性区位错上的高密度的氢陷阱(Sofronis 和 McMeeking，1989)，将氢吸引到裂纹尖端区域。虽然这对于键弱化机制似乎只是个含糊的试验证据，但有较多的间接证据证明了其重要性(见 12.5.2.3 节)。这一理论得到了原子计算的进一步支持。原子计算表明，氢弱化了具有更多半充满 d 带的过渡金属的结合键(Mullins，1984a，对铁进行了计算)。

(3)一些金属(Ni，Ti，Zr，Nb，V)与氢生成氢化物。人们认为，这些氢化物优先在裂纹尖端的拉伸应力场形成。一旦形成氢化物，这些脆性的氢化物为裂纹扩展提供了的通道(Westlake，1969)。Birnbaum(1983)对此进行了评述。

(4)至少在一些情况下，氢降低金属的屈服应力。人们认为，这可能导致裂纹尖端塑性孔洞长大速率的增大，相当于减小了材料的韧性(Beachem，1972；Lynch，1979)。然而，通过软化使孔洞长大的增加是有限的，因为裂纹尖端附近的材料仍受周围材料的限制。然而氢致裂纹尖端附近区域应变局部的不稳定性不能消除(Robertson 和 Birnbaum，1986)。

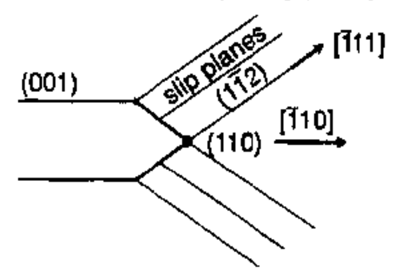
(5)氢脆是一种通常并不考虑氢脆在高温下的现象。面最初的脆断定义为是在低于或略高于室温下出现的，在碳钢中氢脆发生在 300—500℃。如果钢暴露在高压氢中，如在石化厂或在合成氨的反应塔中，这些钢的晶界中产生沼气泡，导致氢与钢中所含的碳发生反应。平衡的沼气压力可高到使气泡膨胀，产生内裂(Shewmon，1985；Riedel，1987)。

12.5.2.3 机制-位向观察

在文献介绍的有关机制-位向实验中，这里仅对 Vehoff 和 Rothe(1983)的试验结果作一简要介绍。这些作者研究了 Fe-2.6%Si 单晶材料暴露在 300－400K 温度范围以及从低的氢压到中等的氢压下，加载速率的选择是使材料裂纹扩展在不存在氢时为韧性断裂模式(对 Ni 的试验结果导致了类似的结论，但是在不同的试验条件范围)。

• p. 609 •

首先，值得注意的是，一旦在试样中进入氢，在真空中以韧性方式沿非解理面扩展的裂纹立即发展为一小平面断裂面，断裂面为{100}解理面。当把氢从试样中消除后，则裂纹扩展回到韧性模式。氢存在时优先发生解理断裂说明，在这种情况下，氢使原子键弱化。



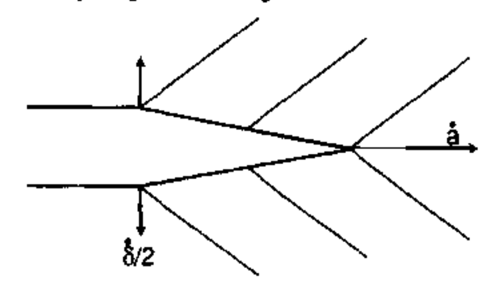


图 12-34　对 Fe-2.6%Si 单晶。(a)韧性裂纹张开；(b)氢致解理(Vehoff 和 Rothe，1983)

为了确切地确定氢在何处产生它的脆化作用，Vehoff 和 Rothe(1983)迅速将氧引入到一正在进行氢致开裂的试样中，人们认为氧在金属表面替代氢并防止氢进入金属。氧被引入后，裂纹立即变为韧性(以暂时溶解的方式)开裂。如果氢深入到金属内部并成为脆性断裂的根源，则上面断裂模式的间断反应并不能得到解释。Vehoff 和 Rothe 得出结论：氢必然直接作用于裂纹尖端的第一个键，或者作用于裂纹尖端 150nm 以上的距离。

图 12-34 示出了晶体的位向，对其本身进行了氢作用的定量评估。在这一位向中，韧性和脆性裂纹扩展均可能沿(100)面进行。在不存在氢的情况下，裂纹通过沿{112}滑移平面的滑移而张开，并发展成为相对大的裂纹尖端角度，这相当于滑移的几何尺寸(图 12-34a)。当存在氢时，塑性裂纹张开和氢致解理断裂同时发生(或可能性很小，没有交替溶解步骤)，以使裂尖的角度变得更尖。这可以用由于氢使正常的裂纹扩展速率改变来定量描述。定义

$$a_n^H = a_n - a_n^d \tag{12-62}$$

这里 a_n 是总的归一化裂纹扩展速率，定义为 $a_n = 2\dot{a}/\dot{\delta}$，仅仅减去韧性贡献 a_n^d 的部分(定量的定义见图 12-34)。Vehoff 和 Rothe(1983)假定，氢致裂纹扩展速率 a_n^H 正比于氢在裂纹表面的覆盖率 θ。表面覆盖率通过 Langmuir-McLean 等温线计算：

$$\frac{\theta}{1-\theta} = k_0\sqrt{p}\exp\left(-\frac{\Delta G}{RT}\right) \tag{12-63}$$

这里 k_0 为比例因子，p 是在气相中的氢压，ΔG 为从分子气体相中原子氢吸附的自由焓。这一假定通过式(12-63)所得曲线与放入 $a_n^H \propto \theta$ 来检验。图 12-35 表明，除了在极低的压力下，所测量的裂纹扩展速率可用理论曲线很好地描述。它正确的预测在高压下的饱和行为朝低的扩展速率的转变。

• p. 610 •

总之，Vehoff 和 Rothe 的所有观察均与假设相适应：氢脆是通过使裂纹尖端或其较近区域的原子键弱化来进行的。

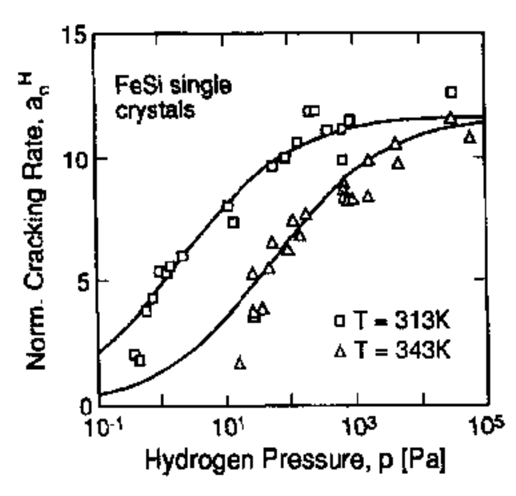


图 12-35 且一化的氢致开裂速率 a_c^H 与氢压的关系。理论(实线)与试验(符号)的比较(Vehoff 和 Rothe,1983)

12.5.3 应力腐蚀开裂(SCC)

12.5.3.1 总体观察

应力腐蚀开裂(SCC)是裂纹以脆性的形式萌生和扩展,它是由于发生在裂纹尖端的局部腐蚀过程所引起的,它是各种工业中与安全相关的问题。抗 SCC 设计是化学工业中选材的基本准则,化学工业中常用的材料是铁素体和奥氏体不锈钢以及镍基合金(SPaehn,1984)。用于航空工业的大多数高强铝合金和钛合金都对 SCC 敏感(Speidel 和 Hyatt,1972)。SCC 现象也涉及到电力生产工业,因为汽轮机和发电机的一些零件也受到危及。用于核电反应器的焊接奥氏体钢管发生过 SCC 开裂(Ford,1984,1990)。铁素体压力容器和轻水反应器中钢的缓慢开裂也不能完全不予考虑(Speidel 和 Magdowski,1988)。

各种材料在特定的溶液中存在 SCC,即使相当轻微的化学条件也可足以引起应力腐蚀开裂。如高强铝合金在纯水和以及在潮湿空气中开裂。水的存在是最基本的,这些合金在任何干燥的气体中包括氢气中不发生 SCC(Speidel 和 Hyatt,1972)。特定的离子使材料对 SCC 的敏感性增大。对铝合金,Cl^-,Br^- 和 I^- 离子是有害的,其存在使裂纹扩展速率增高,而 F^- 和 SO_4^{2-} 则是无害的(甚至是有利的)。而且,SCC 可能取决于溶液的 pH 值,且电极有着显著的影响。根据所施加的电极电位,金属可能是稳定的,能抗任何化学侵蚀(在阴极电位),它也可能由于形成表面保护层而钝化,一般的化学溶解可以发生(在阳极范围)或常常在激活-钝化转变附近,可以观察到点蚀或 SCC。

机械应力是应力腐蚀开裂的另一个基本因素。一个最初未开裂试样的寿命随应力增大而减小,有时符合指数关系 $t_f \propto \exp(-\sigma/\sigma_0)$,有时具有门槛值,低于门槛值,则为无限寿命。如果用应力强度因子来表征裂纹扩展速率,可以获得如图 12-36 所示的关系。在小的应力强度因子下,裂纹扩展速率随应力强度因子的减小而急剧下降,存在所谓的应力腐蚀开裂门槛值 K_{ISCC},对钢来说其典型值为 5－10MPa $\sqrt{m}$。在略高一点的 K_I 下,裂纹扩展速率增加直至出现一个平台,此时,增大应力强度因子 K_I,裂纹扩展速率不再增加。在平台处的扩展速率与材料和环境密切相关,其值在潮湿空气中为 10^{-9}m/s,在 K_I 富集的溶液中为 10^{-5}m/s(对 AlZnMg 合金)。并不是所有的 SCC 系统都

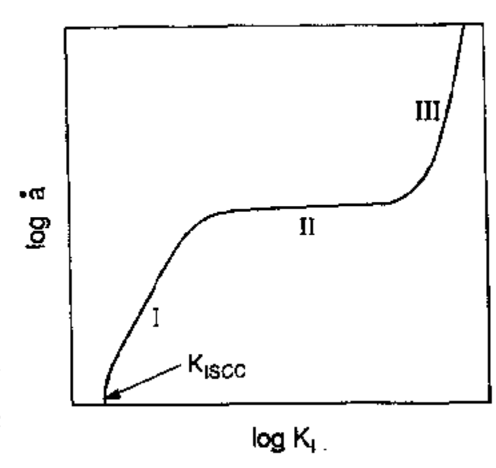


图 12-36 应力腐蚀开裂速率与应力强度因子的关系示意图

存在这一平台。

• p. 611 •

影响扩展速率的另一因素是温度。通常高温导致裂纹快速扩展，在平台处的表观激活能大约为 40kJ/mol。

在 SCC 的冶金影响因素中，最明显的是 SCC 的敏感性随屈服应力增加而增大(Pedrazzoli，1989)。当然存在与这一规律相反的意外情况。如冷加工锰轴承奥氏体钢(用氮代替碳)，用于涡轮发电机的保持架(Speidel，1981；Pedrazzoli 和 Speiidel，1990)。其它众所周知的冶金影响因素是奥氏体不锈钢的敏感性。在焊接过程中，材料暴露于一热循环中，导致铬的碳化物沿晶界析出，在晶界附近区域产生 Cr 的贫乏。然而没有稳定的钝化层形成，以致腐蚀侵蚀能够穿透晶界。这一沿晶腐蚀甚至在没有外加应力的情况下就能发生。腐蚀裂纹扩展可以沿晶界(如在敏化钢或在 AlZnMg 合金)也可穿过晶粒，钢显示两种开裂模式。

已经提出的 SCC 最基本的机制是氢脆和滑移/溶解机制。后者假定在裂尖的塑性滑移是必须的以使保护性的氧化膜破裂，从而使局部溶解能够继续沿着裂纹通道进行。当然，溶解反应能够产生氢，使裂纹尖端扩展。因此，两种基本的机制协同作用而不是排斥。对于所提出的其它机制，可参见 Newman 和 Sieradzki(1987)以及 Kaufmann 和 Fink(1988)。

除了上面给出的参考文献外，下面的文章包含了广泛的试验数据或讨论了所支持的 SCC 机制：Engell 和 Speidel(1969)，Gruhl(1984)，Parkins(1984)，Magdowski 和 Speidel(1988)，Wei(1989)。

12.5.3.2 氢脆引起的应力腐蚀开裂

在 AlZnMg 系铝合金中，显然腐蚀反应所产生的氢能够导致氢致裂纹扩展。这已被在 12.5.2.1 所介绍的 Ratke 和 Gruhl(1980)的试验得到证明。由于在这些试验中，氢在远离裂纹处产生，并不需要通过塑性滑移使裂尖的氧化膜发生破裂，由于在裂尖没有液体，溶解也不起作用。类似地，即使存在小的液体穴，由于毛细管凝聚已排除，铝合金中在潮湿空气中的 SCC 不能被认为是通过溶解进行的。

• p. 612 •

考虑铝合金在酸性溶液中的 SCC，相对于滑移/溶解而言，氢脆占优势的证据与上面所提及的相比很少是直接的。但无论如何，在这些条件下，似乎氢脆确实与 SCC 的主要因素(Speidel，1973)基本相吻合。在最近的研究中，Kaesche(1989)对铁素体钢在稀的酸性溶液中得出了同样的结论。他的结论主要基于在 SCC 中解理断裂面的出现，这用溶解机制是难以解释的。

12.5.3.3 滑移/溶解机制(可能有氢脆的参与)

与贵金属不同，通常的结构金属和合金甚至在非常低的氧分压下抗氧化或是在酸性溶液中抗溶解方面，均在热力学上是不稳定的。在大多数使用情况下，这些反应或是非常慢的进行或是被金属表面形成的保护氧化层或其它钝化层所阻碍。

然而，在慢速扩展裂纹的尖端，钝化层可能是不稳定的。裂纹尖端连续的塑性滑移使

新鲜金属暴露在环境中，以使得裂纹尖端附近的钝化层是新鲜的，因此与其它地方的相比薄且少。在酸性环境中，这意味着金属溶解的阳极反应集中于接近裂尖小的表面面积，而平衡的阴极反应(如 H^+ 的减少或溶于 OH^+ 中氧气的减少而形成氢气)可在试样表面的任何区域发生。

通过塑性滑移和钝化偶合作用的新表面暴露过程常常可看作是不连续步骤的结果：在裂尖的滑移过程使钝化膜破裂，然后发生溶解，由于一个新的钝化层形成，因而速度减慢，直到下一个滑移过程使新膜破裂(Vehoff 等，1987)。

因此，这一类 SCC 的发生依赖于保护表面膜的中间稳定性。膜必须足够稳定，以保护试样表面包括裂纹的侧壁。另外，裂纹萌生将被大范围的腐蚀所钝化并转化为平坦的腐蚀尖端。另一方面，薄膜必然是不稳定的，不足以使溶解过程得以完全消除。

如果由于溶液中阴离子含量、电势或合金的冶金条件使钝化膜层的稳定性发生小范围变化进而移出临界范围，通常不发生 SCC 的合金/溶液之间的偶合在上述情况下可能变为对 SCC 敏感。如铝合金和不锈钢在 Cl^- 离子裂纹扩展速率的急剧增加归因于钝化层的破坏，而该钝化层在另外一些情况下是相当稳定的。

• p. 613 •

在严格意义上说，滑移/溶解模型假定阳极溶解反应本身使裂尖移出的材料发生溶解而消失，从而导致裂纹扩展。然而，在腐蚀反应中所产生的氢也可能是裂纹扩展的本质原因。此时滑移/溶解过程是必要的预先前提条件，且可能是速度控制步骤，但氢致开裂是实际的微观机制。正象 Ford(1984)指出的，溶解直接或间接通过氢导致的裂纹扩展在实验上是难以区分的，也没有大的实际意义。

Ford(1990)试图通过特殊的目的证明滑移/溶解模型的正确性，并描述奥氏体钢在高纯水即代表美国轻水反应器条件下的 SCC。人们已提出了应用于铁素体钢中的 SCC 模型(Ford，1988)。作为一个正在发展的假设，Ford 从滑移/溶解模型开始，将裂纹扩展速率写为在一膜破裂/再钝化过程中所溶解的材料层厚度乘以这些过程的频率：

$$\dot{a}=\frac{MQ}{z\rho F}\cdot\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_f} \tag{12-64}$$

这里，用电化学量表征所溶解材料的厚度(F 是 Faraday 常数，z 是在一个金属原子氧化中所涉及的电子的数目。Q 为两个膜断裂过程之间通过裂纹尖端的电荷密度，M，ρ 为原子重量和固体密度)。膜断裂过程的频率由裂尖的应变速率 $\dot{\varepsilon}$ 和膜的断裂应变 ε_f 给出。

每一断裂/钝化过程中的电荷 Q，非常敏感地依赖于合金和裂尖附近溶液的化学性质，它与远离裂尖处的溶液大不相同。由于发生在裂尖的溶解过程使离子添加到溶液中并消耗其它的离子，因而局部的和远程的条件总是存在着一定的差别。离子与裂尖外部自由溶液的交换对整个过程是个速度控制步骤。而且，局部溶液的化学性质对应力腐蚀开裂的持续进行可能是最基本的，当裂尖为自由溶液时，它并不促使 SCC。因此，Ford 模型涉及到理论和实验上供给离子的含量、pH 值和作为远程溶液条件函数的裂尖附近的电势。弄清了局部的化学性质，我们将所测量的新暴露表面的氧化电流用来模拟裂尖环境。在这个意义上，式(12-64)第一项被认为是已知的。

模型的详细内容不在此重新述及。在此需提及的仅仅是裂尖应变速率的计算可能是该模型的弱点。无论如何，该模型能够描述所测量的裂纹扩展速率与电位势及溶液导电性

(作为阴离子的测量)等参数之间的关系。这就说明该模型适当地考虑了速度控制步骤,特别是局部溶解化学和它对溶解速度的影响。

· p. 614 ·

12.5.3.4 滑移重要性的试验证据

尽管人们已经提出了氢致开裂作为SCC机制的证据,但尚需说明在裂尖塑性滑移也能够起着重要的作用。Vehoff等人(1987)对Fe-Si双晶体试样在$(NH_4)_2CO_3$溶液中的实验给予了这一模型强有力的支持。作者以滑移/溶解模型解释了他们的结果,但并未完全消除氢的参与。一些观察显示出了塑性滑移的重要性,在图12-37示出了其中最明显的。进行了对称倾斜边界的两种试验,不同点仅在于裂纹扩展的方向。按照式(12-62)所定义的正常开裂速率a_n测定为倾斜角度的函数。结果在经受高的分剪切应力的{211}滑移面扩展方向上扩展速率较高,因此实际上经历了塑性滑移。对不利于滑移,相当于轻微滑移的位向平面上,裂纹扩展较慢。对滑移速率差别的唯一明显的解释是不同的滑移几何条件。

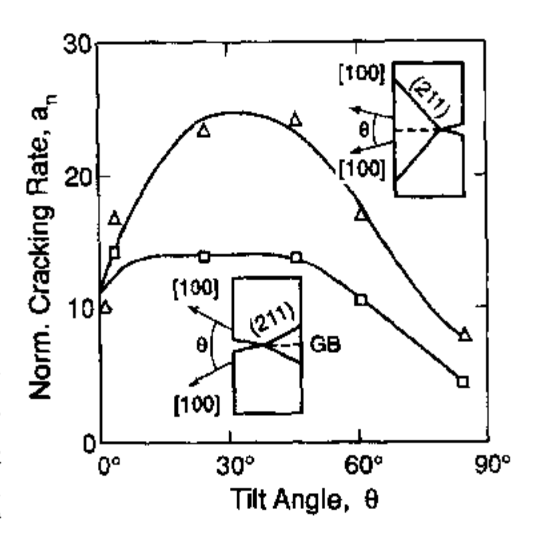


图12-37 正常应力腐蚀开裂速率与双晶体试样的倾斜角度的关系。裂纹扩展方向示于插图

12.6 非线性断裂机制

12.6.1 引言

断裂力学是定量描述裂纹对工程结构件承受载荷能力或寿命影响的一门学科。裂纹可能起源于制造过程,或在服役过程中由疲劳载荷、应力腐蚀开裂或其它问题而产生。裂纹的重要性随材料强度和脆性的增加而增大。在高韧性低强度钢中,要显著降低承载能力所需的裂纹必然较大(几个厘米)。在高强钢或镍基合金中,几毫米长的裂纹都是危险的,玻璃和陶瓷可从几个或几百微米的缺陷处发生断裂。

在裂纹分析中应分清两个方面:即(1)裂纹体连续力学变形场;(2)裂纹尖端的断裂微观机制。

连续力学分析的目的是确定一般的裂纹尖端场以及表征在各种条件下裂纹尖端场的参数(如应力强度因子、12.6.2节中的J积分或12.6.8.1节中的C^*积分)。借助于适当的载荷参数,可以将在试验室试验试件中所测得的裂纹扩展行为转变到不同尺寸和形状的工程结构的裂纹中去。因此连续力学分析为测量数据转变到其它几何形状的试样上提供了基础。

· p. 615 ·

另一方面,微观力学模型描述了裂纹尖端附近的断裂过程,因此用于预测裂纹扩展行为。下面将考虑如下的例子:钢中的裂纹通过解理扩展;裂纹扩展起始和通过韧性韧窝慢速稳态扩展;裂纹快速扩展以及高温下的蠕变裂纹扩展。

图 12-38 示出了用于断裂力学试验的标准试样图(后面涉及断裂的一些特征)。在疲劳载荷下裂纹通常从预加工缺口处萌生,接着研究载荷单调增加时裂纹的行为。有关脆性材料的断裂韧性测量的详细规定在 ASTM-E399 标准(1978)上。韧性材料的规定在 ASTM-E813 标准中给出(1981)。

有关断裂力学的一些书和综述是很有用的,包含了基础和实际两方面的内容(如 Rice,1968*a*;McClintock,1971;Hutchinson,1983*b*;Knott,1973;Broek,1982;Kanninen 和 Popelar,1985)。

12.6.2 *J* 积分和 Hutchinson,Rice 和 Rosengren(HRR)裂纹尖端的应力应变场

与路径无关的回路积分如 *J* 积分在断裂力学中起着重要的作用,因为它使得在裂纹尖端的应力应变场和远程载荷之间建立了联系。

12.6.2.1 在非线性弹性材料的 *J* 积分

非线弹性材料指的是应变仅仅是当前应力的函数,而与先前的加载史无关的一类材料。如 Rice(1968a,b)已经示出的,回路积分 *J* 定义为

$$J = \int_{\Gamma}\left(W\mathrm{d}x_2 - \sigma_{ij}n_j\frac{\partial u_i}{\partial x_1}\mathrm{d}s\right) \tag{12-65}$$

在非弹性材料中与路径无关。在式(12-65)中,$W=\int\sigma_{ij}\mathrm{d}\varepsilon_{ij}$为应变能密度,$\Gamma$ 为如图 12-38 所示的环绕裂纹尖端和积分途径,n_i 是在途径上外侧法向单位向量,ds 为弧长差,σ_{ij},ε_{ij}和 u_i 为应力、应变和位移场,x_1 和 x_2 是直角坐标系。

J 积分可通过测量在试样(或一对试样)增加两个不同裂纹长度时所作的机械功来确定,

$$J = -\frac{\partial}{\partial a}\int P_1\mathrm{d}\Delta \tag{12-66}$$

式中,P_1 为单位试样厚度上的载荷,Δ 为载荷点的位移。

· p. 616 ·

12.6.2.2 幂指数弹性材料和幂指数塑性材料

幂指数弹性材料在下面讨论中代表简易的特殊情况。用式(12-2)来描述它们,即对单轴拉伸 $\varepsilon=A_0\sigma^{1/N}$。回顾一下单调比例加载,幂指数弹性和增量塑性材料是等效的,因此下面的方程对两种材料均适用。

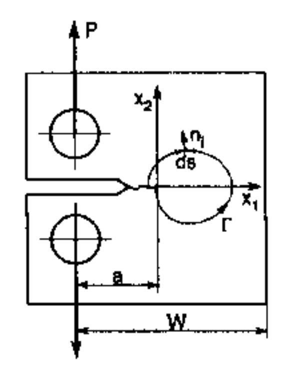


图 12-38 韧性试验的标准紧凑试样

在幂指数材料中,应力场范围用载荷 P,应变场用 $P^{1/N}$,因此 *J*-积分必然具有下列形式:

$$J = A_0 a\sigma_{\mathrm{net}}{}^{(1/N)+1}g_1\left(\frac{a}{W},N\right) \tag{12-67}$$

式中,σ_{net}是静截面应力(即单位韧带面积上所承受的载荷),a 和 W 已在上面的图 12-38 中定义,g_1 为试样几何形状和硬化指数 N 的无量纲函数。近似但已相当精确的 g_1 解析式能够适用于无限大构件平面应变和圆形裂纹(He 和 Hutchinson,1981)。而且,Kumar 等人(1981)给出大量试样几何形状的有限元解。

引入载荷线偏离 Δ,其变化正比于 $A_0 a\sigma_{net}^{1/N}$,可获得等式(12-67)

$$J = \sigma_{net}\Delta g_2\left(\frac{a}{W}, N\right) \tag{12-68}$$

$$J = \int \sigma_{net} d\Delta \eta\left(\frac{a}{W}, N\right) \tag{12-69}$$

式中,g_2 和 η 是无量纲函数,可从 Kumar 等人结果中(Tiedel,1987)得出,具有关系:$g_2 = \eta/(1+N)$。在系统的有限元计算成为有效的方法以前,仍要经常使用已得到广泛应用的(12-69)式。对深裂纹弯曲试样,具有简便的优点,就是 $\eta \approx 2$(Rice 等,1973)。对紧凑试样,关系式为 $\eta = 2 + 0.522(1 - a/W)$ 给出很好的近似数值结果(ASTM-E813 标准,1981)。

在线弹性材料的特殊情况下,J 与应力强度因子有关,对平面应变,

$$J = \frac{K_I^2(1-\nu^2)}{E} \tag{12-70}$$

对平面应力,取消因子 $1-\nu^2$。

12.6.2.3 幂指数材料的裂尖应力应变场

Hutchinson(1968)以及 Rice 和 Rosengren(1968)得出了幂指数材料裂纹尖端附近的渐近线场,其结果既适用于幂指数弹性材料,也适用于幂指数增量塑性材料。"HRR 场"具有如下形式:

$$\sigma_{ij} = \left(\frac{J}{A_0 I_N r}\right)^{\frac{N}{N+1}} \tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N) \tag{12-71}$$

$$\varepsilon_{ij} = A_0\left(\frac{J}{A_0 I_N r}\right)^{\frac{1}{N+1}} \tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta, N) \tag{12-72}$$

无量纲角函数 $\tilde{\sigma}_{ij}(\theta, N)$,$\tilde{\varepsilon}_{ij}(\theta, N)$ 通常为数值解;I_N 为最大归一化的无量纲因子。Shih(1983)给出了有关这些角函数和 I_N 的表。

等式(12-71)和(12-72)清楚地显示出 J-积分确定了裂纹尖端场。如果不同类型试样(同一材料)上的两个裂纹受到同一 J 值的作用,它们将产生相同的渐近场。因此,裂纹应当显示出相同的行为。对这一结论有效性的限制将在后面讨论。

• p. 617 •

12.6.3 弹塑性材料中的稳态裂纹

一个弹塑性材料可用材料定律描述如下:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{(el)} + \frac{3}{2}\frac{A_0}{N}\sigma_e^{(1/N)-2}\dot{\sigma}_e\sigma_{ij}' \tag{12-73}$$

这里的弹性应变速率由式(12-1)给出,如果应力在屈服表面内部或材料屈服表面不受载,A_0 等于 0。对单轴拉伸,当借助式(12-3)并用 σ_y 代替 A_0 时,式(12-73)简化为 $\varepsilon = \sigma/E + \alpha(\sigma_y/E)(\sigma/\sigma_y)^{1/N}$。

12.6.3.1 小范围屈服

在小载荷下,除了在裂纹尖端附近的小塑性区,即应力超过塑性屈服应力的区域外,弹塑性材料反应为弹性。只要塑性区足够小("小范围屈服"),就可在远程边界条件下分析

问题，远离裂纹尖端的应力场必然近似于等式(12-6)给出的弹性奇异场。这个所谓边界层近似的在断裂力学上是一个重要的概念(Rice，1968a)。其实际结果是塑性区的变化仅仅受线弹性应力强度因子控制。如果不考虑对 K_I 的影响，详细的试样几何尺寸不起作用。因此，在小范围屈服的条件下，K_I 在不同形状的试样中能够起到裂纹行为的统一作用(Irwin，1957)。

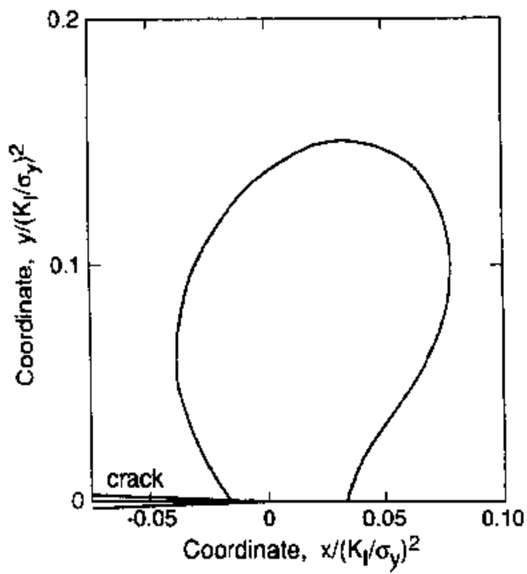


图 12 39 塑性区的形状

由于在边界层问题上仅仅长度范围仅与比值 $(K_I/\sigma_y)^2$ 有关，因此塑性区尺寸必然正比于这一量。比例因子和塑性区的形状可通过对模型Ⅲ的闭合分析形式来获得(Hult 和 McClintock，1957；Rice，1967)。对模型Ⅰ加载，边界层问题用有限元进行数值解(如 Larsson 和 Carlsson，1973)。塑性区的最大值可近似为

$$r_{pl}=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{K_I}{\sigma_y}\right)^2 \qquad (12\text{-}74)$$

对平面应变，其值大约是平面应力的 2 倍。图 12-39 示出了平面应变拉伸塑性区上半部(Larsson 和 Carlsson，1973)。

当塑性区尺寸达到裂纹长度 a 的一定比例，就不能采用小范围屈服近似。最初用紧凑型试样的试验值表明小范围屈服的条件应当是

$$a>2.5\left(\frac{K_I}{\sigma_y}\right)^2 \qquad (12\text{-}75)$$

这一条件成为对有效 K_I 值试验所具备的标准(ASTM-E399 标准，1978)。如果在断裂开始时得到满足，即 $K_I=K_{Ic}$，就可期望 K_{Ic} 值与试样的尺寸和形状无关。

• p. 618 •

12.6.3.2 小范围屈服到总体屈服的转变

超出小范围屈服的限制，塑性区和变形场的变化就变得与试样形状有关，通常只能用数值解来描述。随着载荷的增加，塑性区扩展到试样的整个韧带部分。实际上，相对于弹性应变而言，塑性应变差不多在任何区域均占主导，即材料响应近似为幂指数塑性材料。在这一完全塑性限制内，J-积分由式(12-67)到(12-69)给出，而裂纹尖端场仍为 HRR 场。

在从小范围屈服到整体屈服的整个范围，J-积分可近似描述为 $J=J_{el}+J_{pl}$，这里弹性(小载荷)项由等式(12-70)给出，塑性(大载荷)项由等式(12-67)给出(Shih 等，1981；Kumar 等，1981)。

12.6.3.3 HRR 场的有效范围

如果不同的裂纹尖端被相同的应力和应变场包围，例如在幂指数材料中为 HRR 场，则不同形状试样中的裂纹有相同的行为。在这种情况下，正象 Broberg(1971)以及 Begley

和 Landes(1972)所提出的，单一参数如 J-积分能够作为通用的断裂参数。

然而，在那种意义上 J 的应用受限于下列理论。在裂尖非常近的地方，HRR 场受到裂尖钝化和断裂过程区域的干扰。在距裂尖远的地方，裂尖场中非奇异性项在大小上变得与 HRR 场相一致。问题在于是否仍为环形区域，在环形区域 HRR 场确定的裂尖场能够达到所希望的精度。图 12-40 示出了这一情况。

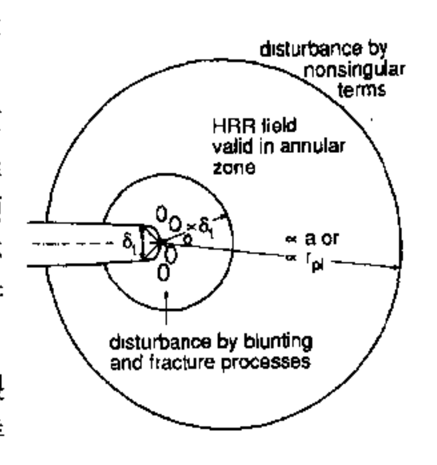


图 12-40 HRR 场的有效性范围

在完全屈服条件下，HRR 场外部的有效范围用裂纹长度或韧带宽度来度量。比例系数主要取决于试样形状和硬化指数 N。非硬化材料的滑移线场分析表明，HRR 场的范围完全限于象受拉中心裂纹板试样，其应变趋于在与裂纹面成 45°的滑移带上，其应变分布与 HRR 应变分布不相适应。应变硬化阻止滑移局部化的趋势。按照这一理论所进行的有限元计算表明，如果 $N=1/3$，受位伸的中心裂纹板 HRR 场超过韧带的 1%，但如果 $N=0.1$(如 Shih 和 German，1981；Shih，1985)，则仅仅超过一不可分辨的距离。另一方面，在弯曲和紧凑试样大约 8%的韧带区域上，裂尖场通过 HRR 场可近似到 10%以内。差不多与硬化指数无关(Shih，1985)。

• p. 619 •

12.6.4 裂纹钝化对 J 的限制

在迄今提及的理论范畴内，忽略了由于钝化引起的裂纹几何尺寸的变化，裂纹尖端附近的裂纹形状由 HRR 场确定：

$$\Delta u \propto J^{\frac{1}{N+1}}(A_0 r)^{\frac{N}{N+1}} \tag{12-76}$$

式中，Δu 为裂纹面分开的距离。图 12-41 示出了这样一个沿通常定义的裂尖张开位移 δ_t 的形状，它以通过裂尖的 45°线为基础。不考虑对 N 和 σ_y/E 小的影响，裂尖张开位移可从式(12-76)获得

$$\delta_t \approx 1.2 A_0^N J \approx 0.5 \frac{J}{\sigma_y} \tag{12-77}$$

对 $N=0.1$ 和 $E/\sigma_y=500$，式中的数值因子是有效的。

类似的裂纹形状已由理论获得，它考虑了几何形状的变化。Rice 和 Johnson(1970)基于滑移线理论对钝化进行了近似分析，而 McMeeking(1977)以及 McMeeking 和 Parks(1979)在大应变塑性理论范畴内进行了有限元计算。这些分析表明，HRR 场在裂纹钝化时产生扰动(图 12-41)。HRR 应力场发散，钝化裂纹附近实际的应力场仅限于几倍的屈服应力。典型情况下，扰动扩展到距裂尖张开位移三倍的距离。

因此，对弯曲和紧凑试样，如果

$$(a \text{ and } W-a) > 25 \frac{J}{\sigma_y} \tag{12-78}$$

在钝化所产生的扰动和其它试样尺寸所影响的区域，仍维持 HRR 场占主导的区域。对受拉的中心裂纹试样且具有强烈的应变硬化，数值因子为 200 而不是 25，对低的硬化甚至

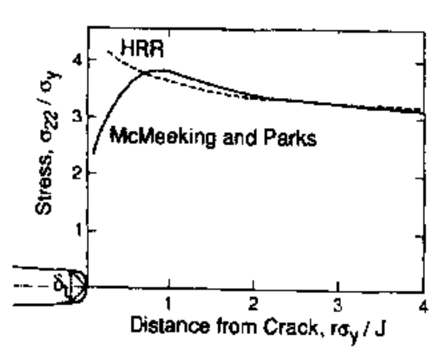


图 12-41 钝化后 HRR 场的分布。HRR 场与有限元计算的比较

会更高。(12-78)式是对一个参数特征断裂如 J-积分所需要的先决条件。这一准则也已通过试验所建立(Lands 和 Begley, 1974),成为 ASTM-E813 标准(1981)的一部分。

三维裂尖场的研究表明,只要试样厚度 B 相对于裂尖张开位移(见 Riedel, 1987)足够大,一般平面应变 HRR 场在钝化裂纹尖端附近就占主导。如果研究平面应变的极限条件,在数值上条件

$$B > 25\frac{J}{\sigma_y} \tag{12-79}$$

将得到满足。另外,在裂尖的三维应力条件远没有平面应变条件严厉,因面测得的断裂参数是有利的。

• p. 620 •

12.6.5 裂纹初期成长的模型

12.6.5.1 源于裂纹的滑移导致的解理断裂

Ritchie 等人(1973)考虑了解理断裂起始于一裂纹的塑性区。其模型指的是在类似铁素体钢一类材料中由塑性滑移导致的解理断裂。根据 Smith(1966a,b;12.2.6 节)模型假定,在超过晶粒尺寸级别的临界距离 x_c 处,一旦达到与温度无关的解理断裂应力 σ_f^*,就发生断裂。对于裂纹尖端附近塑性区的应力分布,他们采用式(12-71)的 HRR 场,结合式(12-70)对 J 积分的小范围屈服表达式。令 $r=x_c$,$\sigma=\sigma_f^*$,求解 K_I 得出裂纹扩展的临界应力强度因子 K_{Ic}:

$$K_{Ic} \propto \sigma_f^* \sqrt{x_c}\left(\frac{\sigma_f^*}{\sigma_y}\right)^{\frac{1-N}{2N}} \tag{12-80}$$

由于塑性流变应力 σ_y 随温度升高而降低,(12-80)式预测断裂韧度增加。在低温的极限范围内,式(12-80)确实对所观察到的行为进行了正确地描述。但在较高的温度下,实际的断裂韧度明显高于预测值(见 12-42 图下)。回想一下,与用于得到式(12-80)和无限增大的 HRR 场相比,钝化裂纹前缘的应力仅限于几倍的屈服应力,这便可得到解释。因此在一定的温度之上,钝化裂纹前缘下仍能达到解理断裂应力 σ_f^*。因此断裂机制必然变为韧性纤维断裂机制。

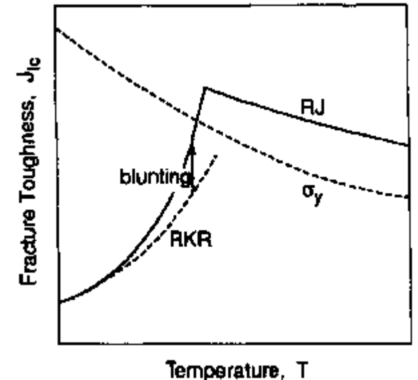


图 12-42 钢的断裂韧度随温度变化。RKR:Ritchie 等人的理论(197);RJ:Rice 和 Johnson 的理论(1970)

12.6.5.2 韧性孔洞成长导致的裂纹初期成长

由韧性孔洞长大导致的断裂受临界应变准则所控制,这里的临界应变 ε_f 主要取决于应力场的三维性(12.3 节)。将 HRR 应变场、式(12-72)与距裂尖 x_c 的临界应变准则相结合,可得出裂纹成长开始的临界值 J_{Ic}。

$$J_{Ic} = x_c \sigma_y \left(\frac{E}{\sigma_y} \right)^N \left(\frac{\varepsilon_f}{\tilde{\varepsilon}_c} \right)^{1+N} I_N \tag{12-81}$$

现在，这里的 x_c 为孔洞萌生夹杂间距的量级。角函数 $\tilde{\varepsilon}_c$ 主要取决于裂纹扩展方向。裂纹的正前方，$\tilde{\varepsilon}_c$ 是 0.018($N=0.1$)，在 $\theta=98°$时增大为 1。因此裂纹将开始长出它原始平面。然而，由于裂纹前缘的部分开始沿 $+\theta$ 长大，而其它沿着等同的有利方向 $-\theta$ 长大，由于两倾斜方向的平衡，裂纹极有可能在宏观上超出它起初的平面。

• p. 621 •

Rice 和 Johnson(1970)指出，由于在裂纹前缘区域集中了大的应变，考虑裂纹的钝化是重要的。他们计算了临界裂纹尖端张开位移 δ_c，在这一尺度，孔洞刚刚粗化并变为具有初始半径 R_0 的裂纹，距初始裂尖为 x_c。显然，δ_c 应为孔洞间距的量级。经过详细的分析，以及通过用式(12-77)中的 J_{Ic}表征 δ_c，得出

$$J_{Ic} = x_c \sigma_y \left(\frac{E}{\sigma_y} \right)^N f\left(\frac{x_c}{R_0} \right) \tag{12-82}$$

f 为增长非常慢的变化函数，对 $x_c/R_0=3-30$，其值在 1～2.5。除非用显微组织量的函数代替断裂应变外，等式(12-82)则非常类似于等式(12-81)。

众多的研究(如 Hahn 等，1971；Hahn 和 Rosenfield，1975；Green 和 Knott，1976；McMeeking，1989)已经表明，Rice 和 Johnson(1970)所计算的 δ_c 和 J_{Ic}值对各种钢和铝合金是理想的。然而如果在裂纹尖端和孔洞之间发生局部剪切，如二次孔洞的形成，则实际的韧性值明显低于预测值。

12.6.5.3 解理/韧性断裂转变

图 12-42 汇总了在前两小节中所计算出的铁素体钢的断裂韧度随温度的变化关系。在非常低的温度下，断裂机制是解理的，断裂韧度的增加通过 Ritchie，Knott 和 Rice 的模型来解释。韧性的增大是由于钝化的作用，这使得在一定的温度之上不可能发生解理断裂。因此发生韧性孔洞长大的裂纹扩展，这可通过式(12-81)或(12-82)来描述。由于 σ_y 随温度升高而降低，韧性裂纹扩展显示出负的温度关系。

12.6.6 稳态裂纹成长

12.6.6.1 *R* 曲线和裂纹成长的稳定性

在理想的脆性材料中，如果应力强度因子达到或超过一临界值，即断裂韧度 K_{Ic}，裂纹开始成长并持续扩展。然而韧性材料中的裂纹则显示出非常复杂的扩展行为，裂纹扩展时所需要的应力强度因子增加。

• p. 622 •

图 12-43 示出了这一所谓的 R 曲线效应，这里的"R"指的是材料抵抗裂纹扩展的能力。实线代表材料的裂纹抗力 K_R，其值随函数 $\Delta a=a-a_i$ 而增加，这里的 a_i 为所形成的初始裂纹长度，如疲劳裂纹扩展。裂纹阻力从起始值 K_i 升高，裂纹经过一定长大后，裂纹阻力到达稳态值 K_{ss}。该图也示出了所施加的应力强度因子与裂纹长度的关系，该关系也取决于试样形状和加载条件。示意图的行为对恒载荷条件和固定夹具是典型的，通常使曲线减少。一旦所施加的应力强度因子达到起始值，裂纹开始稳定增长达到 K_I(外加)K_R 曲线

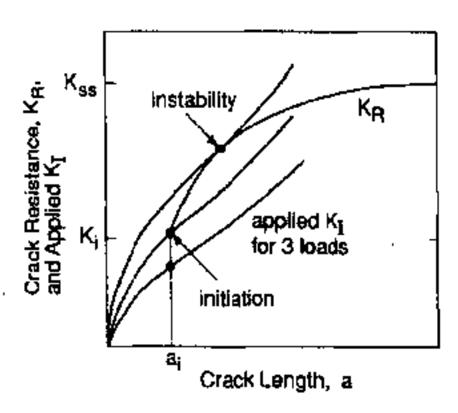


图 12-43　裂纹扩展阻力 K_R、所施加的应力强度因子 K_I 与裂纹尺度的关系，图示了 R-曲线效应

相交处的正常裂纹长度。然而，当 K_I 曲线变为与阻力曲线相切时，由于裂纹长度小的扰动使得 K_I（外加）大于阻力 K_R，裂纹开始变得不稳定。显然，不稳定的点并非材料常数，而取决于试样形状和加载条件。

在所有实际使用的韧性金属材料和部分陶瓷中均观察到增加 R-曲线。其作用在低或中等强度的钢中比在高强钢中更为显著。通常韧性非常好的材料不能在小范围屈服条件下进行试验，因为采用 K_I 所要求的试样非常大。因此人们必须通过 J-积分找到类似的描述，然而这具有严厉的限制（12.6.6.3 节）。

12.6.6.2　*在韧性金属中 R-曲线效应的原因*

McClintock 和 Irwin（1965）对裂纹成长大的阻力增加这一事实作出了解释。他们对模式Ⅲ也提供了定量模型。他们的解释的基本点是将材料理想为增量塑性而不是作为非线弹性。在增量塑性材料中，应变奇异的性质从在稳态裂尖很强的 HRR-型奇异，$\varepsilon \propto r^{1/(N+1)}$ 在长大的裂尖变为较弱的对数奇异性（McClintock 和 Irwin，1965；Rice，1968a；Gao，1985）。假定裂纹增长受控于距裂尖前缘 x_c 处的临界应变准则，这认定其为韧性失效模式，为了在稳态裂纹强奇异性所达到与弱奇异性所达到的相同的临界应变，必须增大外加载荷似乎是合理的。

Rice 和 Sorensen（1978）以及 Rice 等人（1980）建立了用于在平面应变条件下的稳态裂纹增长的定量模型。这些作者不用临界应变准则，而是根据裂纹形状提出了裂纹扩展准则。由于在平面以内有限元计算中裂纹前缘上直接的应变是难以评估的，因而上述模型具有实用上的优点。两种模型虽然不完全等价，但是相类似。

但在钝化条件下，稳态裂纹尖端成为临界状态，裂纹开始具有长大的形状，即裂纹前缘变得比开始扩展前的稳态裂纹尖得多。对弹塑性材料，增长裂纹的形状近似为

$$\Delta u = \frac{5\sigma_y}{E} r \left(\ln\left(\frac{0.5EJ}{\sigma_y^2 r} \right) + \frac{0.13E}{\sigma_y^2} \frac{dJ}{da} \right) \tag{12-83}$$

对小范围屈服，这一结果是有效的，但近似应用于大范围屈服则存在一些限制，这将在下一节中提及。

· p. 623 ·

现在，将准则用于式（12-83），在距裂纹尖端 x_c 处，Δu 将具有临界值 δ_c。这导出一个用于 R-曲线的差分方程，$J=J_R(\Delta a)$。裂纹扩展的初始值 J_i 作为初始条件，并可从等式（12-81）或（12-82）得出。差分方程可通过指数积分求解。得出 R-曲线的初始斜率以无量纲形式表示为

$$T_R \equiv \frac{E}{\sigma_y^2} \frac{dJ_R}{da} = \frac{1.5E\delta_c}{\sigma_y x_c} - 7.7\ln\left(\frac{0.5EJ_i}{x_c \sigma_y^2} \right) \tag{12-84}$$

这称之为剪切模量 T_R。最后，R 曲线达到稳态值

$$J_{ss} = 2x_c \frac{\sigma_y^2}{E} \exp\left(\frac{E\delta_c}{5\sigma_y x_c}\right) = J_i \exp(0.13 T_R) \tag{12-85}$$

而初始值 J_i 与韧性 ε_f,稳态值 J_{ss}随韧性测量值 $\delta_c x_c$ 呈指数增加。这意味着高塑性材料(具有低的 σ_y/E 比值)显示高的 J_{ss}/J_i 比,即使 R-曲线急剧升高,而具有低塑性和高 σ_y/E 的材料则显示不出 R-曲线效应。

Hermann 和 Rice(1980)对高强钢的 R-曲线与理论值进行了比较,示于图 12-44。他们发现,如果采用初始值 J_i 和第二个参数如 J_{ss}或剪切模量作为可调节参数,二者吻合很好。

12.6.6.3 稳态裂纹成长过程中 J 积分在完全屈服试样中的限制

裂纹尖端所通过的材料元被扩展裂纹屏敝于外加应力时,它经历强烈的非比例应力,并不受外载。在该区域,这些影响不能忽略,不受路径影响。事实上在路径非常接近可动裂纹时,J-积分接近零。然而,如果非比例应力区完全限于 J 控制的 HRR 场内,则裂纹扩展仍然受 J 控制。

Hutchinson 和 Paris(1979)估算了扰动区的尺寸为 $J_R \cdot (\mathrm{d}J_R/\mathrm{d}a)^{-1}$数量级。与钝化引起的扰动相比,如果

$$(a \text{ and } W - a) > 10 J_R \left(\frac{\mathrm{d}J_R}{\mathrm{d}a}\right)^{-1} \tag{12-86}$$

非比例应力区含在 HRR 场内。这里的数值因子暂时通过经验来确定。

而且,Hutchinson 和 Paris(1979)认为,由于与不受载区相联系,裂纹扩展本身代表了 HRR 场的扰动。因此,裂纹扩展的量应当是限于一定量的裂纹长度或韧带宽度,即

• p. 624 •

$$\Delta a < 0.07(W - a) \tag{12-87}$$

数值因子也是推测的。如果除了对稳态裂纹已导出所需要的(12-78)和(12-79)式外,式(12-86)和(12-87)也得到满足,则可以期望或得到一个与试样形状和尺寸无关的 J_R 曲线。

顺便提一下,因为裂纹长大一微小量甚至对具有平坦 R 曲线的材料应是容许的,同时由于陡的 R 曲线在接近裂纹尖端时甚至对大量值的裂纹扩展都是一样的。因此现在的作者推断,它必然满足式(12-86)或(12-87)。

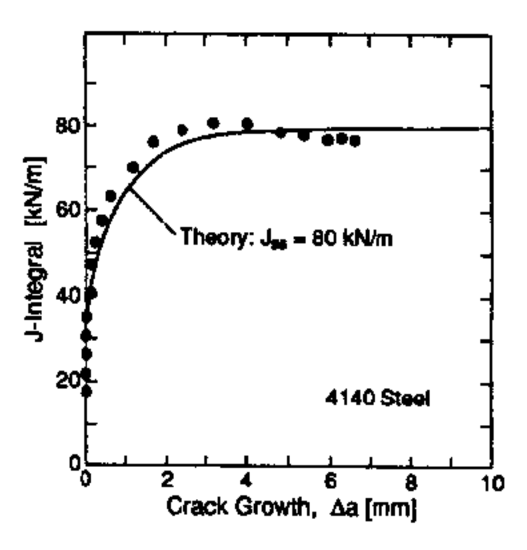


图 12-44 Hermann 和 Rice(1980)计算和测量的 R 曲线

对于韧性材料,象低强度和中等强度的钢,对有效 J 试验的条件是非常严格的,对实际尺寸的试样在这样的限制下有时常常仅仅可能测得初始部分的 R-曲线。人们已提出了若干用于测量 J 有效范围以外的裂纹阻力试验。由于与平面应变HRR 场相比,三维约束的丧失似乎是最重要的一个方面,除了 J 积分以外,在距裂尖一定的结构距离内引进三维应力比 σ_m/σ_e 作为辅助的断裂特征参数是大有希望

的(Kordisch 等,1989)。一个最基本的但昂贵的计算结果是通过损伤力学方程如 Gurson 模型模拟裂纹扩展,而放弃用断裂力学参数直接从--个试样到另一个试样。

12.6.6.4 稳态裂纹成长的损伤力学模型

在 12.3.6 节中描述了基于演变的 Gurson 模型用有限元计算模拟稳态裂纹扩展的若干尝试。Sun 等人(1989、1990、1991)用具有屈服应力 612MPa 的 ASTMA710 钢的光滑拉伸试验确定了 Gurson 模型的参数,他们证实了用该模型来预测带缺口棒试验的结果是有效的,最后他们将该模型用于各种试样的裂纹扩展。对平面应变进行了计算。图 12-45 对基于取自拉伸试验的材料参数所计算出的 R 曲线与单侧尾槽 CT 试样上所测量的曲线进行了比较,二者吻合很好。

• p. 625 •

图 12-46 示出了对紧凑拉伸(CT)、单边裂纹弯曲(SENB)、单边裂纹拉伸(SENT)和中心裂纹拉伸(CCP)试样所计算出的 R-曲线(Sun 等,1990,1991),获得了没有形状尺寸关系的 R-曲线。拉伸尺寸导致较高的初始值和大的 R-曲线斜率。通常在试验中观察到这种不唯一性,由于它出现在 J 有效性范围之外,因而是人们所不希望的。水平线代表对弯曲试样具有数值因子 25,对拉伸试样为 200 的方程式(12-78)所表达的极限值。极限值是用对所有试样取 19mm 的韧带宽度进行计算的。对 J 占主导的其它所有准则在这种情况下均不如这一精确。在这一计算的例子中,似乎这一准则对拉伸试样少一点限制,而准则对弯曲试样似乎是合理的。

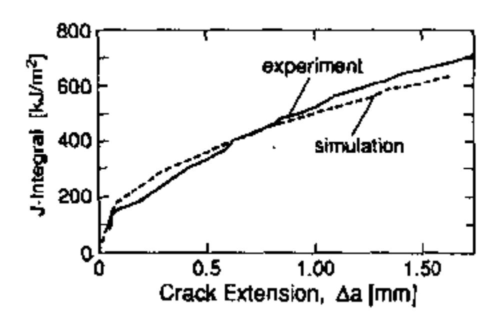


图 12-45 测量的 R 曲线与 Sun 等人基于 Gurson 模型所计算的比较(1990)

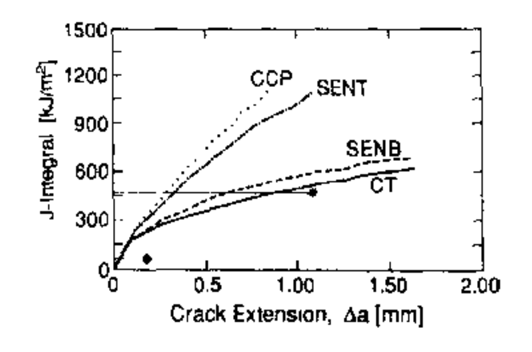


图 12-46 对各种试样形状基于 Gurson 模型所计算的 R 曲线,Sun 等(1990)

12.6.7 快速裂纹成长的特征

高加载速率、快速裂纹长大和可能的裂纹停止等研究领域具有一些理论探讨的价值。在弹性场和在塑性区惯性和波的作用、变形反应的应变速率敏感性以及从低速下的韧性断裂到高速下可能转变为解理断裂均起作用(Freund,1989)。这里仅考虑塑性区惯性对快速开裂的动态断裂韧性 K_{Id}的影响。

在扩展裂纹尖端的应变奇异性与测量材料组元的高加速度以及高的动能密度有关。因此,如果考虑惯性力,为了使动能降低而趋于降低应变奇异性似乎是合理的。事实上,Freund 和 Douglas(1982)已经表明,对模型 Ⅲ,准静态长大裂纹的应变奇异性 $\varepsilon \propto \ln^2(r/r_{pl})$通过惯性力下降为 $\varepsilon \propto \ln(r/r_{pl})$。因此,如果裂纹长大需要一临界应变准则,当裂纹扩

展速率高时，为了在较弱的奇异性上达到临界应变，施加的应力强度因子必然增加。

Lam 和 Freund(1985)用数值方法对模型 I (平面应变)研究了这一概念。图 12-47 示出了他们对一恒速 $\dot{a}$扩展的裂纹的动态断裂韧度 K_{Id}的研究结果。断裂韧度值通过 K_I值来归一化，这对稳态裂纹扩展起始是需要的。与 12.6.6.2 节中意义相同的不同韧性测量值 δ_c/x_c 下的不同理论曲线被示出。如图 12-47 所示，动态断裂韧性在相对低分数的剪切波速率 c 下升高，这是在塑性区唯一受惯性影响的。Rosakis 等人(1984)也示出了 AISI4340 钢的数据，与预测值吻合很好。

• p. 626 •

图 12-47 动态断裂韧度与裂纹扩展速率的关系，Lam 和 Freund(1985)

12.6.8 蠕变裂纹成长

蠕变裂纹成长是宏观裂纹在高温及或多或少的恒载下的慢速扩展。它通常(但并不是必须的)通过裂尖前缘晶界空穴形成并沿晶扩展。裂尖的高温腐蚀在一些合金起着附加的作用。

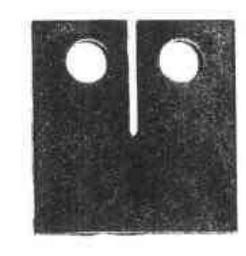



图 12-48 蠕变韧性和蠕变脆性材料经蠕变裂纹扩展试验后的紧凑试样

在蠕变脆断材料中，蠕变裂纹扩展在"小范围蠕变"条件下进行。这意味着蠕变应变限于裂尖附近一小的蠕变区内。在蠕变韧性材料中，裂纹长大伴随着在整个试样中大的蠕变应变。图 12-48 对每一极限情况示出了一个例子。在脆性材料中，应力强度因子将是描述裂纹扩展行为合适的载荷参数，而在韧性材料中，在这种条件下应用所谓的 C^*-积分较为精确。

蠕变裂纹扩展速率在过去 20 年间被广泛测量，最初是对铁素体钢和奥氏体钢，但也对镍基合金，在少数情况下对钴和铝合金以及对陶瓷材料也作了测量。该领域已经在广泛的研究参考资料中被反复的评述(Riedel，1985b，1987，1989b，c)。

12.6.8.1 C^*积分

在蠕变第二阶段范围内，材料可被近似描述为非线粘性，这意味着应变速率仅是实际应力的函数，而不是先前加载史的函数。按照 Hoff 的模似，存在一与路径无关的积分，这相似于 J-积分并记作 C^*。在 J 的定义中，应变和位移被它们与屈服 C^* 的比值代替。大多数试验者采用下列公式：

$$C^* = \sigma_{net}\dot{\Delta}\, g_2\left(\frac{a}{W}, n\right) \tag{12-88}$$

这里的 $\dot{\Delta}$为载荷点位移速率，g_2 为与等式(12-68)中用 $1/n$ 代替 N 相同的无量纲函数。

一些作者建议用 C^* 作为描述蠕变裂纹扩展的载荷参数(Ohji 等,1974;Landes 和 Begley,1976)。象在 J-积分中的情况一样,对其用途的争论是它能在试样的加载点测量,同时由于与路径无关,它具有裂纹场的特征,因此控制着断裂过程。

12.6.8.2　C^* 控制裂纹长大的模型

人们用临界应变准则来模拟通过裂尖前缘晶界空穴产生的蠕变裂纹扩展(Riedel,1981,1987)。对幂指数粘性材料($\dot{\varepsilon}=A\sigma^n$),裂纹尖端应力场为 HRR 场,与临界应变准则相联立,可导出裂纹扩展速率:

· p. 627 ·

$$\dot{a}\propto\frac{(A\Delta a)^{\frac{1}{(n+1)}}(C^*)^{\frac{n}{(n+1)}}}{\varepsilon_f}\tag{12-89}$$

这里的 ε_f 为局部的断裂应变。

对 $(C^*)^{n/(n+1)}$ 所预测的关系已经在为数不少的试验中得到证实。图 12-49 示出了 Hollstein 和 Kienzler(1988)对奥氏体铁基合金 Incoloy800H 的一个例子。同时,该图也显示出 C^* 积分使许多不同试样形状上的裂纹扩展速率,包括在平板上半椭球部分穿透裂纹以及在管子上的裂纹扩展速率得到统一。

12.6.8.3　C^* 和其它载荷参数的限制

如果材料的变形行为在开裂试样的相当大的部分明显地偏离非线粘性,C^* 积分的有效范围和其它载荷参数能够很方便地显示在一个载荷参数图中(Riedel,1985b)。正如在图 12-50 中所示的,这是一个在水平轴上为测量载荷(即静截面应力或参考应力)的对数,垂直轴上为时间对数的图。在这个平面,用线将各种载荷参数的有效范围分开,它代表特征转变时间。

在加载后较短的时间,试样的反应为弹性或弹/塑性,这取决于载荷水平。蠕变应变仍限于在裂尖周围的小的蠕变区(小范围蠕变)。因此,发生在短时间范围的裂纹扩展受 K_I 或 J 的控制,这是韧性材料蠕变的情况。如果将韧性材料的试样保持在恒载水平,蠕变区扩展超出韧带,经一特征时间

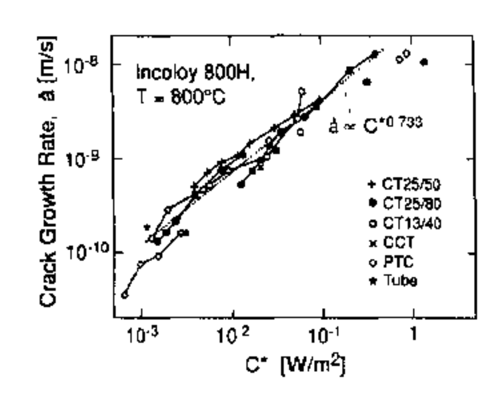


图 12-49　各种试样的裂纹扩展速率与 C^* 积分。点线:理论斜率

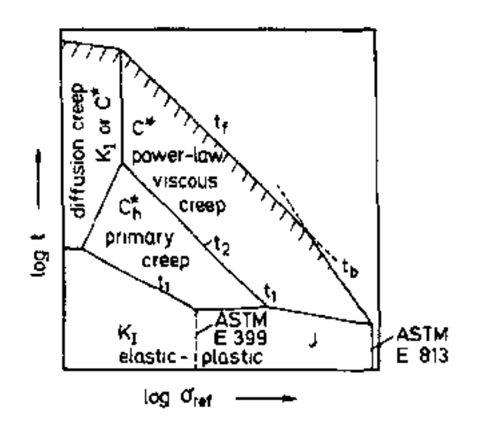


图 12-50　载荷参数图(示意)

$$t_1 = \frac{J}{(n+1)C^*} \qquad (12\text{-}90)$$

(Riedel 和 Rice,1980)蠕变应变开始在整个试样上占主导地位,可以进入 C^* 控制的裂纹扩展。在图 12-50 所示的其它的特征时间可用类似方法算出。取决于在所考虑材料中初始蠕变的重要性,可能存在这样一个范围。在该范围内,变形场受最初蠕变的控制,而对低载下的长时间,扩散蠕变占主导。在图 12-50 中命名为 t_b 的线代表由于裂纹钝化对 C^* 的限制。

· p. 628 ·

最后,t_f 为开裂试样的断裂时间。在图 12-50 中,与 t_f 线相邻的阴影带代表由于蠕变变三阶段对 C^* 的限制。在试样最终断裂之前,达到蠕变第三阶段。在这一阶段,剩余韧带到蠕变空穴的严重损伤。与仅仅在裂尖附近的小范围损伤相反,大范围的损伤使 C^* 的有效性偏离(Riedel,1985b,c)。在韧性材料中,特别是如果考虑短裂纹,这通常对 C^* 的应用是个严厉的限制。因此,通过传统的参考应力概念来评估一开裂零件的寿命比基于 C^* 的断裂力学概念更加合适(Webster 等,1986;Hsia 等,1990)。

当然,从载荷参数图上一个范围转变到另一个范围通常是逐渐发生的,而不是突变。因此在许多实际材料中,需要用不同范围之间内插的方法。称之为 C_t 参数就是一个例子,它是在弹性行为、初始蠕变和蠕变第二阶段之间试图进行插值(Saxena,1986;Bassani 等,1989)。

12.7 参考文献

Anderson, P. M., Rice, J. R. (1986). *Scripta Met. 20*, 1467–1472.

Aoki. K., Izumi, O. (1979). *Nippon Kinzaku Gakkaishi 43*, 1190.

Argon, A. S. (1982), in: *Recent Advances in Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire B., Owen, D. R. J. (Eds.). Swansea: Pineridge Press. pp. 1–52

Argon, A. S., Chen, I.-W., Lau, C. W. (1981), in: *Three-Dimensional Constitutive Relations and Ductile Fracture:* Nemat-Nasser, S. (Ed.). Amsterdam: North-Holland Publishers. pp. 23–49.

Argon, A. S., Im, J. (1975), *Metall. Trans. 6 A*, 839–851.

Argon, A. S., Im, J., Safoglu, R. (1975), *Metall. Trans. 6 A*, 825–837.

Ashby, M. F. (1977), in: *Fracture 1977*, Vol. 1: Taplin, D. M. R. (Ed.). Waterloo: University of Waterloo Press, pp. 1–14.

Ashby, M. F., Gandhi, C., Taplin, D. M. R. (1979), *Acta Metall. 27*, 699–729.

ASTM-E 399 (1978), *Standard Method of Test for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials*, in: *Annual Book of ASTM Standards*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 512–533.

ASTM-E 813 (1981), *Standard Test for J_{Ic}, a Measure of Fracture Toughness*, in: *Annual Book of ASTM Standards*, Part 10 Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 810–828.

Baskes, M I., Daw, M. S. (1990), in: *Proceedings of the Fourth International Conference on Hydrogen Effects on Material Behaviour*. Jackson Lodge, New York, Sept. 1990.

Bassani, J. L., Hawk. D. E., Saxena, A. (1989), in: *Nonlinear Fracture Mechanics, ASTM STP 995:* Saxena. A., Landes, J. D., Bassani, J. L. (Eds.) Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 7–26.

Beachem, C. D. (1972), *Metall. Trans. 3*, 437 451.

Becker, R. (1987), *J. Mech. Phys. Solids 35*, 577 599.

Becker, R., Needleman, A., Richmond, O., Tvergaard, V. (1988), *J. Mech. Phys. Solids 36*, 317–351.

Begley, J. A., Landes, J. D. (1972), in: *Fracture Toughness, ASTM STP 514*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 1–23.

Bendick, W., Brüning, B., Weber, H. (1985), in: *Sonderbände der Praktischen Metallographie*, Band 16. Stuttgart: Dr. Riederer-Verlag, pp. 439 450.

Berweiler, W., Riedel, H. (1990), *Reliability of Bulk Ceramics, Fatigue Behaviour in Corrosive Media, IWM Report Z 2/90*.

Birnbaum, H. K. (1983), in: *Atomistics of Fracture:* Latanision, R. M., Pickens, J. R. (Eds.). New York: Plenum Press, pp. 733–769.

Bourcier, R. J., Koss, D. A., Smelser, R. E., Richmond, O. (1986), *Acta Metall. 34*, 2442 2453.

Brede, M., Haasen, P. (1988), *Acta Metall. 36*, 2003–2016.

Broberg, K. B. (1971), *J. Mech. Phys. Solids 19*, 407–418.

Broek, D. (1982), *Elementary Engineering Fracture Mechanics*. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publishers.

Brown, L. M., Stobbs, W. M. (1976), *Phil. Mag. 34*, 351.

Budiansky, B., Hutchinson, J. W., Slutsky, S. (1982), in: *Mechanics of Solids, The Rodney Hill 60th Anniversary Volume:* Hopkins, H. G., Sewell, M. J. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 13–45.

Bürgel, R., Trück, B., Schneider, K. (1990), in: *Langzeitverhalten warmfester Stähle und Hochtemperaturwerkstoffe*. Düsseldorf: Verein Deutscher Eisenhüttenleute, pp. 94 107.

Burget, W. (1990), private communication.

Cane, B. J. (1979), *Metal Sci. 13*, 287–294.

Carlsson, A. E. (1990), *Solid State Physics 43*, 1–91.

Chen. C. W., Machlin, E. S. (1957), *Trans. AIME 209, J. Metals*, 829 835.

Chen. I.-W., Argon, A. S. (1981), *Acta Metall. 29*, 1321–1333.

Chen. R. T., Weertman, J. R. (1984), *Mater. Sci. Eng. 64*, 15 25.

Chen. S. P., Voter, A. F., Albers, R. C., Boring, A. M., Hay, P. J. (1989), *Scripta Met. 23*, 217–222.

Chuang, T.-J., Kagawa, K. I., Rice, J. R., Sills, L. B. (1979), *Acta Metall. 27*, 265–284.

Cottrell, A. H. (1958), *Trans. Am. Inst. Min. Metall. Engrs. 212*, 192–203

Cox, T. B., Low. J. R. (1974), *Metall. Trans. 5*, 1457.

deCellis, B., Argon, A., Yip, S. (1983), *J. Appl. Phys. 54*, 4864–4878.

Duva, J. M. (1986), *Mech. Mater. 5*, 137–144.

Dyson, B. F. (1976), *Metal Sci. 10*, 349–353.

Dyson, B. F. (1979). *Canad. Metall. Qu. 18*, 31–38.

Dyson, B. F. (1983), *Scripta Metall. 17*, 31–37.

Edelson, B. I., Baldwin, W. M. (1962), *Trans. ASM 55*, 230.

Eggeler, G., Earthman, J. C., Nilsvang, N., Ilschner, B. (1989), *Acta Metall. 37*, 49–60.

Engell, H J., Speidel, M. O. (1969), in: *Spannungsrißkorrosion (Korrosion 22):* Kaesche, H. (Ed.). Weinheim: VCH Publishers, pp. 1–20.

Erhart, H., Grabke, H. J. (1981), *Metal. Sci. 15*, 401–408.

Fields. R. J., Weerasooriya, T., Ashby, M. F. (1980), *Metall Trans. 11 A*, 333 347.

Fisher, J. R., Gurland, J. (1981), *Metal Sci. 15*, 185–202.

Fleck, N. A., Hutchinson, J. W. (1986), *Proc. R. Soc. London A 407*, 435–458.

Ford, F. P. (1984), in: *Environment-Sensitive Fracture, ASTM STP 821:* Dean, S. W., Pugh, E. N., Ugiansky, G. M. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 32–51.

Ford, F. P. (1988), *J. Pres. Ves. Technology 1*, 113.

Ford, F. P. (1990), in: *Environment-Induced Cracking of Metals. NACE-10:* Gangloff, R. P., Ives, M. B.

(Eds.). Houston: National Association of Corrosion Engineers, pp. 139–166.

Freund, L. B. (1989), in: *Fracture Mechanics, Perspectives and Directions (Twentieth Symposium). ASTM STP 1020:* Wei, R. P., Gangloff, R. P. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 84–97.

Freund, L. B., Douglas, A. S. (1982), *J. Mech. Phys. Solids 30,* 59–74.

Frost, H. J., Ashby, M. F. (1977). *Deformation-Mechanism Maps. The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics.* New York, London: Pergamon Press.

Gandhi, C., Ashby, M. F. (1979a), *Scripta Metall. 13,* 371–376.

Gandhi, C., Ashby, M. F. (1979b), *Acta Metall. 27,* 1565–1602.

Gandhi, C., Raj, R. (1982), *Acta Metall. 30,* 505–511.

Gangloff, R. P., Wei, R. P. (1977), *Metall. Trans. 8A,* 1043–1053.

Gao, Y. C. (1985), *Int. J. Fracture 29,* 171–180.

Gehrke, E., Riedel, H. (1990), *Reliability of Bulk Ceramics, Fatigue Behaviour in Corrosive Media, IWM Report Z 14/90.*

Goods, S. H., Brown, L. M. (1979), *Acta Metall. 27,* 1–15.

Green, G., Knott, J. F. (1976), *J. Eng. Mater. Technology 98,* 37–46.

Griffith, A. A. (1920). *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A 221,* 163–198.

Gruhl, W. (1984), *Z. Metallkunde 74,* 819–826.

Gurland, J. (1972), *Acta Metall. 20,* 735.

Gurson, A. L. (1977), *J. Eng. Mater. Technology 99,* 2–15.

Guttman, M., McLean, D. (1979), in: *Interfacial Segregation:* Johnson, W. C., Blakely, J. M. (Eds.). Metals Park, OH: American Society for Metals, pp. 261–348.

Hahn, G. T., Rosenfield, A. R. (1975), *Metall. Trans. 6A,* 653–668.

Hahn, G. T., Kanninen, M. F., Rosenfield, A. R (1972), *Annual Rev. Mater. Sci. 2,* 381–404.

Hancock, J. W., Brown, D. K. (1983), *J. Mech. Phys. Solids 31,* 1–24.

Hancock, J. W., Mackenzie, A. C. (1976), *J. Mech. Phys. Solids 24,* 147–169.

Hayhurst, D. R., Leckie, F. A. (1984), in: *Mechanical Behaviour of Materials, Proceedings of ICM 4,* Vol. 2: Carlsson, J., Ohlson, N. G. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1195–1212.

He, M. Y., Hutchinson, J. W. (1981), *ASME J. Appl. Mech. 48,* 830–840.

Hermann, L., Rice, J. R. (1980), *Metal Sci. 14,* 285–291.

Hirth, J. P., Rice, J. R. (1980), *Metall. Trans. 11A,* 1501–1511.

Hoff, N. J. (1954), *Quart. Appl. Math. 12,* 49–55.

Hollstein, T., Kienzler, R. (1988), *J Strain Analysis 23,* 87–96.

Hönig, A. (1990), private communication.

Hsia, K. J., Argon, A. S., Parks, D. M. (1990), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Evans, R. W. (Eds.). London: The Institute of Metals, pp. 691–701.

Huang, Y., Hutchinson, J. W., Tvergaard, V. (1991), *J. Mech. Phys. Solids 39,* 223–241.

Hull, D., Rimmer, D. E. (1959), *Phil. Mag. 4,* 673–687.

Hult, J. D., McClintock, F. A. (1957), in: *Ninth International Congress on Applied Mechanics,* Vol. 8. Brussels: pp. 51–58.

Hutchinson, J. W. (1968), *J Mech. Phys. Solids 16,* 13–31.

Hutchinson, J. W. (1983a), *Acta Metall. 31,* 1079–1088.

Hutchinson, J. W. (1983b), *J. Appl. Mech. 105,* 1042–1051.

Hutchinson, J. W., Paris, P. C. (1979), in: *Elastic-Plastic Fracture, ASTM STP 668:* Landes, J. D., Begley, J. A., Clarke, G. A. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 37–64.

Intrater, J., Machlin, E. S. (1959), *Acta Metall. 7,* 140–143.

Irwin, G. R. (1957), *J. Appl. Mech. 24,* 361–364.

Kachanov, L. M. (1960), *The Theory of Creep:* Kennedy, A. J. (Ed.). Boston, U.K.: Wetherby.

Kaesche, H. (1989), in: *Ergebnisse der Werkstoff-Forschung,* Band 2: Speidel, M. O., Magdowski, R. M., Uggowitzer, P. J. (Eds.). Zürich: Verlag Thubal-Kain, pp. 27–45.

Kanninen, M. F., Popelar, C. H. (1985), *Advanced Fracture Mechanics.* New York: Oxford University Press.

Kaufmann, M. J., Fink, J. L. (1988), *Acta Metall. 36,* 2213–2228.

Kausch, H.-H. (Ed.) (1990), *Crazing in Polymers,* Vol. 2. Berlin: Springer-Verlag.

Kelly, A., Tyson, W. R., Cottrell, A. H. (1967), *Phil. Mag. 15,* 567–586

Kerkhof, F. (1970), *Bruchvorgänge in Gläsern.* Frankfurt: Verlag der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft.

Knott, J. F. (1971), in: *Effect of Second-Phase Particles on the Mechanical Properties of Steel.* London: The Iron and Steel Institute, pp. 44–53.

Knott, J. F. (1973), *Fundamentals of Fracture Mechanics.* London: Butterworths.

Kohlhoff, S., Gumbsch, P., Fischmeister, H. F. (1991), *Phil. Mag. A64,* 851–878.

Koplik, J., Needleman, A. (1988), *Int. J. Solids Structures 24,* 835–853.

Kordisch, H., Sommer, E., Schmitt, W. (1989), *Nuclear Eng. Design 112,* 27–35.

Krishnamohanrao, Y., Kutumbarao, V. V., Rama Rao, P. (1986), *Acta Metall. 34,* 1783–1806.

Kumar, V., German, M. D., Shih, C. F. (1981), *An Engineering Approach for Elastic-Plastic Fracture Analysis, Report NP-1931 on project 1237-1 for Electric Power Research Institute,* Palo Alto.

Lam, P. S., Freund, L. B. (1985), *J. Mech. Phys. Solids 33,* 153–167.

Landes, J. D., Begley, J. A. (1974), in: *Fracture Analysis, ASTM STP 560.* Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 170–186.

Landes, J. D., Begley, J. A. (1976), in: *Mechanics of Crack Growth, ASTM STP 590.* Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 128–148.

Larsson, S. G., Carlsson, A. J. (1973), *J. Mech. Phys. Solids 21,* 263–277.

LeRoy, G., Embury, J. D., Edwards, G., Ashby, M. F. (1981), *Acta Metall. 29,* 1509.

Liu, C. T., White, C. L., Horton, J. A. (1985), *Acta Metall. 33,* 213–229.

Low, J. R. (1956), in: *Deformation and Flow of Solids* Berlin: Springer-Verlag, p. 60.

Lynch, S. P. (1979), *Metals Forum 2,* 189.

Magdowski, R. M., Speidel, M. O. (1988), *Metall. Trans. 19A,* 1583–1596.

Magnusen, P. E., Follansbee, P. S., Koss, D. A. (1985), *Metall. Trans. 16A,* 2273–2281.

Marini, B., Mudry, F., Pineau, A. (1985), *Eng. Fracture Mech. 22,* 989–996.

McClintock, F. A. (1968a), *J. Appl. Mech. 35,* 363–371.

McClintock, F. A. (1968b), in: *Ductility.* Metals Park, OH: American Society for Metals, pp. 255–277.

McClintock, F. A. (1971), in: *Fracture – An Advanced Treatise,* Vol. 3: Liebowitz, H. (Ed.). New York: Academic Press, pp. 47–225.

McClintock, F. A., Irwin, G. R. (1965), in: *Fracture Toughness Testing and Its Applications, ASTM STP 381.* Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 84–113.

McClintock, F. A., Kaplan, S. M., Berg, C. A. (1966), *Int. J. Fracture Mech. 2,* 614–627.

McLean, D. (1956/7), *J. Inst. Metals 85,* 468–472.

McLean, D. (1957), *Grain Boundaries in Metals.* London: Oxford University Press.

McMahon, C. J. (1968), *Temper Embrittlement in Steel, ASTM STP 407,* 127–167.

McMahon, C. J. (1984), *Z. Metallkde. 75,* 496–509.

McMeeking, R. M. (1977), *J. Mech. Phys. Solids 25,* 357–381.

McMeeking, R. M. (1989), in: *Advances in Fracture Research (ICF7),* Vol. 3: Salama, K., Ravi-Chandar, K., Taplin, D. M. R., Rama Rao, P. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1971–1996.

McMeeking, R. M., Hom, C. L. (1990), *Int. J. Fracture 42,* 1–19.

McMeeking, R. M., Parks, D. (1979), in: *Elastic-Plastic Fracture, ASTM STP 668:* Landes, J. D., Begley, J. A., Clarke, G. A. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 175–194.

Möller, R., Erhart, H., Grabke, H. J. (1984), *Arch. Eisenhüttenwes. 55,* 543–548.

Mullins, M. (1984a), *Int. J. Fracture 24,* 189–196.

Mullins, M. (1984b), *Acta Metall. 32,* 381–388.

Needham, N. G. (1983), *Cavitation and Fracture in Creep Resisting Steels,* in: *Report EUR 8121 EN, Commission of the European Communities,* Brussels, *Contract No. 7210MA/802.*

Needham, N. G., Gladmann, T. (1984), in: *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures,* Part II: Wilshire, D., Owen, D. R. J. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 1263–1276.

Needleman, A. (1972), *J. Appl. Mech. 39,* 964–970.

Needleman, A. (1987), *J. Appl. Mech. 54,* 525–531.

Needleman, A., Rice, J. R. (1978), in: *Mechanics of Sheet Metal Forming:* Koistinen, D. P., Wang, N.-M. (Eds.). New York: Plenum Publishing Corporation, pp. 237–267.

Needleman, A., Tvergaard, V. (1984), *J. Mech. Phys. Solids 32,* 461–490.

Neubauer, B. (1981), in: *Recent Advances in Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures:* Wilshire, B., Owen, D. R. J. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 617–619.

Newman, R. C., Sieradzki, K. (1987), in: *Chemistry and Physics of Fracture:* Latanision, R. M., Jones, R. H. (Eds.). Dordrecht: Martinus Nijhoff Publishers, p. 597.

Ohji, K., Ogura, K., Kubo, S. (1974), *Preprint of Japan. Soc. Mech. Engrs. No. 640-11,* 207 (in Japanese).

Oriani, R. A., Josephic, P. H. (1977), *Acta Metall. 25,* 979.

Parkins, R. N. (1984), in: *Environment-Sensitive Fracture, ASTM STP 821:* Dean, S. W., Pugh, E. N., Ugiansky, G. M. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 5–31.

Paxton, A. T., Methfessel, M., Polatoglou, H. M. (1990), *Phys. Rev. B41,* 8127–8138.

Pedrazzoli, R. M. (1989), in: *Advances in Fracture Research (ICF7),* Vol. 6: Salama, K., Ravi-Chandar, K., Taplin, D. M. R., Rama Rao, P. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 3711–3722.

Pedrazzoli, R. M., Speidel, M. O. (1990), in: *Proceedings of the International Conference on High Nitrogen Steels (HNS90).* Düsseldorf: Stahleisen-Verlag.

Pettifor, D. G. (1983), in: *Physical Metallurgy:* Cahn, R. W., Haasen, P. (Eds.). Amsterdam: Elsevier, pp. 73–152.

Raj, R., (1975), *Metall. Trans. 6A,* 1499–1509.

Raj, R., Ashby, M. F. (1975), *Acta Metall. 23,* 653–666.

Ratke, L., Gruhl, W. (1980), *Werkstoffe und Korrosion 31,* 768–773.

Rice, J. R. (1967), *J. Appl. Mech. 34,* 287–298.

Rice, J. R. (1968a), in: *Fracture. An Advanced Treatise,* Vol. 2: Liebowitz, H. (Ed.). New York: Academic Press, pp. 191–311.

Rice, J. R. (1968b), *J. Appl. Mech. 35,* 379–386.

Rice, J. R. (1981), *Acta Metall. 29,* 675–681.

Rice, J. R. (1988), *J. Appl. Mech. 55,* 98–103.

Rice, J. R., Johnson, M. A. (1970), in: *Inelastic Behavior of Solids:* Kanninen, M. F., Adler, W. F., Rosenfield, A. R., Jaffee, R. I. (Eds.). New York: McGraw-Hill, pp. 641–671.

Rice, J. R., Rosengren, G. F. (1968), *J. Mech. Phys. Solids 16,* 1–12.

Rice, J. R., Sorensen, E. P. (1978), *J. Mech. Phys. Solids 26*, 163–186.
Rice, J. R., Thomson, R. (1974), *Phil. Mag. 29*, 73–97.
Rice, J. R., Tracey, D. M. (1969), *J. Mech. Phys. Solids 17*, 201–217.
Rice, J. R., Paris, P. C., Merkle, J. G. (1973), in: *Progress in Flaw Growth and Fracture Toughness Testing, ASTM STP 536*. Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 231–245.
Rice, J. R., Drugan, W. J., Sham, T.-L. (1980), in: *Fracture Mechanics: Twelfth Conference, ASTM STP 700:* Paris, P. C. (Ed.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 189–221.
Riedel, H. (1981), in: *Creep in Structures:* Ponter, A. R. S., Hayhurst, D. R. (Eds.). Berlin: Springer-Verlag, pp. 504–519.
Riedel, H. (1984), *Acta Metall. 32*, 313–321.
Riedel, H. (1985a), *Z. Metallkde. 76*, 669–675.
Riedel, H. (1985b), in: *Flow and Fracture at Elevated Temperatures:* Raj, R. (Ed.). Metals Park, OH: American Society for Metals, pp. 149–177.
Riedel, H. (1985c), in: *Fundamentals of Deformation and Fracture:* Bilby, B. A., Miller, K. J., Willis, J. R. (Eds.). Cambridge: Cambridge University Press, pp. 293–309.
Riedel, H. (1987), *Fracture at High Temperatures*. Berlin: Springer-Verlag.
Riedel, H. (1989a), *Int. J. Pres. Ves. Piping 39*, 119–134.
Riedel, H. (1989b), in: *Advances in Fracture Research (ICF7)*, Vol. 2: Salama, K., Ravi-Chandar, K., Taplin, D. M. R., Rama Rao, P. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1495–1524.
Riedel, H. (1989c), in: *Fracture Mechanics: Perspectives and Directions (Twentieth Symposium), ASTM STP 1020:* Wei, R. P., Gangloff, R. P. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, p. 101–126.
Riedel, H. (1992), in: *VGB-Konferenz „Restlebensdauer"*. Essen: Technische Vereinigung der Großkraftwerksbetreiber, pp. 1–15.
Riedel, H., Kochendörfer, A. (1979), *Arch. Eisenhüttenwes. 50*, 173–178.
Riedel, H., Rice, J. R. (1980), in: *Fracture Mechanics: Twelfth Conference, ASTM STP 700:* Paris, P. C. (Ed.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 112–130.
Ritchie, R. O., Knott, J. F., Rice, J. R. (1973), *J. Mech. Phys. Solids 21*, 395–410.
Robertson, I. M., Birnbaum, H. K. (1986), *Acta Metall. 34*, 353.
Rodin, G. J., Parks, D. M. (1986), *Mech. Mater. 5*, 221–228.
Rodin, G. J., Parks, D. M. (1988), *J. Mech. Phys. Solids 36*, 237–249.
Rooke, D. P., Cartwright, D. J. (1974), *Stress Intensity Factors*. London: Her Majesty's Stationary Office.
Rosakis, A. J., Duffy, J., Freund, L. B. (1984), *J. Mech. Phys. Solids 32*, 443–460.
Rose, J. H., Smith, J. R., Ferrante, J. (1983), *Phys. Rev. B28*, 1835–1845.
Sauthoff, G. (1989), *Z. Metallkde. 80*, 337–344.
Saxena, A. (1986), in: *Fracture Mechanics: Seventeenth Symposium, ASTM STP 905:* Underwood, J. H., Chait, R., Smith, C. W., Wilhelm, D. P., Andrews, W. A., Newman, J. C. (Eds.). Philadelphia: American Society for Testing and Materials, pp. 185–201.
Schoeck, G. (1991), *Phil. Mag. 63*, 111–120.
Senior, B. A., Noble, F. W., Eyre, B. L. (1988), *Acta Metall. 36*, 1855–1862.
Shewmon, P. G. (1985), *Metall. Trans. 7A*, 279–286.
Shih, C. F (1983), *Tables of the Hutchinson-Rice-Rosengren Singular Field Quantities, Brown Universtiy Report MRL 3-147*. Providence.
Shih, C. F. (1985), *Int. J. Fracture 29*, 73–84.
Shih, C. F., German, M. D. (1981), *Int. J. Fracture 17*, 27–43.
Shirh, C. F., German, M. D., Kumar, V. (1981), *Int. J. Pres. Ves. Piping 9*, 159–196.
Shiozawa, K., Weertman, J. R. (1983), *Acta Metall. 31*, 993–1004.
Sih, G. C. (1973), *Handbook of Stress Intensity Factors*. Bethlehem: Institute of Fracture and Solid Mechanics, Lehigh University.
Sih, G. C., DiTommaso, A. (Eds.) (1985), *Fracture Mechanics of Concrete*. Dordrecht: Martinus Nijhoff Publishers.
Sih, G. C., Skudra, A. M. (Eds.) (1985), *Handbook of Composites*, Vol. 3: *Failure Mechanisms of Composites*. Amsterdam: Elsevier.
Smith, E. (1966a), in: *Physical Basis of Yield and Fracture*. Oxford: Institute of Physics and Physical Society, pp. 36–46.
Smith, E. (1966b), *Acta Metall. 14*, 991–996.
Sofronis, P., McMeeking, R. M. (1989), *J. Mech. Phys. Solids 37*, 317–350.
Spaehn, H. (1984), in: *Subcritical Crack Growth Due to Fatigue, Stress Corrosion and Creep:* Larsson, L. H. (Ed.). London and New York: Elsevier, pp. 55–84.
Speidel, M. O. (1973), in: *Hydrogen in Metals*. Metals Park, OH: American Society for Metals, pp. 249–276.
Speidel, M. O. (1981), *VGB Kraftwerkstechnik 61*, 417–427.
Speidel, M. O., Hyatt, M. V. (1972), in: *Advances in Corrosion Science and Technology*, Vol. 2. New York: Plenum, pp. 115–334.
Speidel, M. O., Magdowski, R. M. (1988), *Int. J. Pres. Ves. & Piping 34*, 119–142.
Spitzig, W. A., Smelser, R. E., Richmond, O. (1988), *Acta Metall. 36*, 1201–1211.
St. John, C. (1975), *Phil. Mag. 32*, 1193–1212.
Stroh, A. N. (1957), *Phil. Mag. Suppl. 6*, 418–465.
Sun, D.-Z., Siegele, D., Voss, B., Schmitt, W. (1989), *Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct. 12*, 201–212.

Sun, D.-Z., Schmitt, W. (1990), in: *Numerical Methods in Fractue Mechanics:* Luxmoore, A. R., Owen, D. R. J. (Eds.). Swansea: Pineridge Press, pp. 275–286.

Sun, D.-Z., Kienzler, R., Voss, B., Schmitt, W. (1991), in: *22nd National Symposium on Fracture Mechanics*, Atlanta, Georgia, USA. June 26–28, 1990, to appear in an *STM STP*.

Swindeman, R. W., Farrell, K., Yoo, M. H. (1981), *Res. Mechanica Letters 1*, 67–71.

Tada, H., Paris, P. C., Irwin, G. R. (1973), *Stress Analysis of Cracks Handbook*. Hellertown, PA: Del Research Corporation.

Tetelman, A. S., Robertson, W. D. (1963), *Acta Metall. 11*, 415–426.

Thomason, P. F. (1968), *J. Inst. Metals. 96*, 360.

Thomason, P. F. (1990), *Ductile Fracture of Metals*. Oxford: Pergamon Press.

Thomson, R. (1986), *Solid State Physics 39*, 1–129.

Tipler, H. R., Hopkins, B. E. (1976), *Metal Sci. 10*, 47–56.

Tracey, D. M. (1971), *Engg. Fracture Mech. 3*, 301–315.

Troiano, A. R. (1960), *Trans. ASM 52*, 54.

Tvergaard, V. (1981), *Int. J. Fracture 17*, 389–407.

Tvergaard, V. (1982), *Int. J. Fracture 18*, 237–252.

Tvergaard, V. (1984), *Acta Metall. 32*, 1977–1990.

Tvergaard, V. (1990), *Advances in Applied Mechanics 27*, 83–151.

Tvergaard, V., Needleman, A. (1984), *J. Mech. Phys. Solids 32*, 157–169

Tyson, W. (1979), *Canad. Metall. Quart. 18*, 1 11.

VdTÜV-Merkblatt Dampfkessel 451-83/6 (1983). Essen: Verein der Technischen Überwachungsvereine.

Vehoff, H., Neumann, P. (1979), *Acta Metall. 27*, 915.

Vehoff, H., Rothe, W. (1983), *Acta Metall. 31*, 1781–1793.

Vehoff, H., Stenzel, H., Neumann, P. (1987), *Z. Metallkde. 78*, 550–556.

Wachter, O., Müsch, H., Bendick, W. (1991), in: *Werkstoffe und Schweißtechnik im Kraftwerk*. Essen: VGB, pp. 3.1–3.39.

Wang, J. S., Vitek, V. (1986), *Acta Metall. 34*, 951.

Wang, J. S., Sutton, A. P., Vitek, V. (1984), *Acta Metall. 32*, 1093.

Webster, G. A., Smith, D. J., Nikbin, K. M. (1986), in: *International Conference on Creep*. Tokyo: Japanese Society of Mechanical Engineers, pp. 303–308.

Wei, R. P. (1989), in: *Advances in Fracture Research, ICF7*, Vol. 2: Salama, K., Ravi-Chandar, K., Taplin, D. M. R., Rama Rao, P. (Eds.). Oxford: Pergamon Press, pp. 1525–1544.

Westlake, D. G. (1969), *Trans. ASM 62*, 1000.

Williams, M. L. (1957), *J. Appl. Mech. 24*, 109.

Worswick, M. J., Pick, R. J. (1990), *J. Mech. Phys. Solids 38*, 601–625.

Wray, P. J. (1969), *J. Appl. Phys. 40*, 4018–4029.

Yamamoto, H. (1978), *Int. J. Fracture 14*, 347–365.

Yoo, M. H., White, C. L., Trinkaus, H. (1985), in *Flow and Fracture at Elevated Temperatures:* Raj, R. (Ed.). Metals Park, OH: American Society for Metals, pp. 349–382.

Zapffe, C. A., Sims, C. E. (1941), *Trans. AIME 145*, 225.

一般阅读资料

Ashby, M. F. (1977), in: *Fracture 1977*, Vol. 1: Taplin, D. M. R. (Ed.). Waterloo: University of Waterloo Press, pp. 1–14.

Ford, F. P. (1990), in: *Environment-Induced Cracking of Metals, NACE-10:* Gangloff, R. P., Ives, M. B. (Eds.). Houston: National Association of Corrosion Engineers, pp. 139–166.

Hutchinson, J. W. (1983), *J. Appl. Mech. 105*, 1042–1051.

Kanninen, M. F., Popelar, C. H. (1985), *Advanced Fracture Mechanics*. New York: Oxford University Press.

Rice, J. R. (1968), in: *Fracture. An Advanced Treatise*, Vol. 2: Liebowitz, H. (Ed.). New York: Academic Press, pp. 191–311.

Riedel, H. (1987), *Fracture at High Temperatures*. Berlin: Springer-Verlag.

Speidel, M. O., Hyatt, M. V. (1972), in: *Advances in Corrosion Science and Technology*, Vol. 2. New York: Plenum, pp. 115–334.

Thomason, P. F. (1990), *Ductile Fracture of Metals*. Oxford: Pergamon Press.

Thomson, R. (1986), *Solid State Phys. 39*, 1–129.

Tvergaard, V. (1990), *Adv. in Appl. Mech. 27*, 83–151.

Vehoff, H., Rothe, W. (1983), *Acta Metall. 31*, 1781–1793.

13 摩擦与磨损

Koji Kato
Mechanical Engineering Department, Tohoku University, Sendai, Japan
(陶春虎译　王仁智校)

目　录

符号与缩语表

a	圆形接触面半径
a'	疲劳磨损单位滑动距离的一半
A_a	表观接触面积
A_i	第 i 个接触点的微观接触面积
A_t	实际的总接触面积
a_t	金属的热扩散性
A_v	磨损凹槽的断面面积
A_{ox}	氧化 Arrhenius 常数
A_0	$s_i=0$ 时的微观接触面积
A_1, A_2	两侧脊断面面积
b	圆柱与平面接触半宽度
$\mathbf{b}$	伯格斯矢量
b'	伯格斯矢量的模
c	与断裂韧度有关的常数
C	比热
C_s	穿过变形椭圆晶粒中心的截面
d	薄膜厚度
$\overline{d}$	平均，横断，线性，截断胞状尺寸
D	穿过初始球形晶粒中心的截面
D_p	穿透程度
E_1, E_2	粗糙体与表面接触时各自的杨氏模量
E^*	等效杨氏模量
E_{ad}	吸附能
f	界面处无量纲剪切强度
F	总摩擦力
f_i	s_i 与 k 的比值
f_m	滑动过程中熔化金属迁移的体积分数
f_{ab}	磨粒磨损时在凹槽中磨损颗粒的体积分数
f_{ad}	接触区内磨损颗粒的体积分数
G	剪切模量
h	屈服点距接触界面的深度
H_v	磨损痕迹的硬度
H_{def}	发生磨粒作用后变形态磨损材料的硬度
H_0	金属的室温硬度
k	材料的临界剪切强度
K	常数

K_f	疲劳磨损时的磨损系数
K_f'	疲劳磨损接触区材料磨损的概率
K_{ab}	磨粒磨损时的磨损系数
K_{ad}	粘着磨损时的磨损系数
l	圆柱体的长度
L	滑动距离
L_c	产生疲劳磨损颗粒的临界距离
L_m	金属单位体积熔化潜热
m, m', m''	常量
m^*	包含加工硬化作用的实验常量
m^{**}	实验常量
n	微观接触点的总数目
N_a	阿伏伽德罗常数
N_f	材料失效时的临界循环数
n_m	单位面积上的分子数
p	接触应力
p_i	第 i 个接触点的接触应力
p_{i0}	$s_i=0$ 时的接触应力
p_m	平均接触应力
p_0	最大接触应力
q_0	界面处的切应力
Q_0	氧化激活能
r	接触凸面的曲率
R	气体常数
R_e	电接触阻抗
r_g	磨粒的尖端半径
r_0	屑的半径
s	剪切应力
s_f	薄膜的结合强度
s_i	第 i 个接触点的剪切应力
s_0	s_i 的常量
T^*	金属的等效温度
T_b	体积温度
T_f	闪点温度
T_m	金属的熔化温度
T_m^{OX}	氧化物的熔化温度
T_0	体积加热时的蹦陷温度
v	滑动速率

$\bar{v}$	归一化速率
V	磨损体积
$\hat{V}$	归一化磨损速率
W	法向载荷
$\tilde{W}$	滑动界面上的法向压力
Y	屈服应力
z	距表面的深度
z_c	氧化薄膜的临界厚度
z^*	强烈剪切层的厚度
α	常数
α_h	热分布系数
β	主要取决于磨损材料加工硬化行为的因子
γ	剪切应变
γ_s	界面处的剪切应变
Δ	压痕的弯曲面积超过原始平面面积的百分比
$\bar{\delta}$	有效变形(有效塑性应变)
ε	滑移线角度
ε_f	拉伸断裂时的塑性应变
ε_{max}	一次循环加载失效后的最大塑性应变
$\Delta\varepsilon_p$	纵向塑性应变范围
ζ	体积加热时的无量纲参数
η	吸附系数
θ	塑性表面的斜率
θ_g	吸附作用产生凹槽的半楔形角
θ_i	第 i 个接触点处的接触角
χ_{ox}	氧化物的导热率
λ	电阻率
μ	摩擦系数
μ_i	第 i 个接触点的摩擦系数
ν_1,ν_2	粗糙体与表面各自的泊松比
ξ_s	平面上浸入一个磨粒引起的变形
ξ_{hm}	平面上浸入一个磨粒面平面下以犁削为主引起的变形
σ_e	每一循环的有效应力
σ_x	x 轴方向的压缩应力
σ_y	y 轴方向的压缩应力
τ	主剪切应力
τ_f	流变应力
τ_{xy}	剪切应力

τ_0　滑动面上的摩擦应力

ψ　薄膜电阻

AES　俄歇电子光谱

FIM　场离子显微镜

LEED　低能点子衍射

SEM　扫描电子显微镜

STM　扫描隧道显微镜

TEM　透射电子显微镜

• p.639 •

13.1 引　　言

材料的摩擦和磨损是摩擦学中的主要课题，是研究发生于固体接触界面诸现象的科学与技术。

摩擦是两个接触固体之间相对运动的阻力。磨损则是由于接触表面间的摩擦面导致的由固体表面发生的体积损失。

按照上述定义，要弄清摩擦和磨损的机制，必须考虑下列参数：

(a) 环境：真空、气体、液体；

(b) 材料：金属、陶瓷、聚合物；

(c) 表面：光滑的、粗糙的、弯曲的、平直的、清洁的、污染的、润滑的、有保护层的；

(d) 接触或加载类型：稳态的、振荡的、滑动的、滚动的、碰撞的；

(e) 电子与原于的交互作用：吸引力、排斥力、吸附、扩散；

(f) 变形：弹性、弹塑性、塑性、局部、整体；

(g) 热的产生与传导：吸附、脱附、化学反应、蒸发、熔化、软化、相变；

(h) 断裂：韧性、脆性、疲劳、蠕变、微观、宏观；

(i) 磨损粒子的运动：迁移、反迁移、混合、嵌入、磨伤、移出。

在上述这些作用中，(a)，(b)，(c)和(d)是给定的摩擦和磨损条件，而(e)，(f)，(g)，(h)和(i)是最终的现象。

一般说来，上述(a)，(b)，(c)和(d)这些条件可假定为稳定的。但确切地说在摩擦和磨损过程中这些条件也总是变化的。

在摩擦和磨损试验中，空气湿度通常发生变化。润滑油和金属表面发生氧化。吸附在基体材料中的气体在真空下脱附。磨损改变了原始的形状和表面粗糙度。(a)，(b)和(c)的变化导致摩擦和接触微观几何上的变化，从而造成驱动装置动态响应的改变，最终导致接触界面真实动载的变化。

(e)，(f)，(g)，(h)和(i)这些现象同时出现且相互作用。例如，热的生成加速表面的氧化并减小界面的吸附，但界面附近材料的软化又有助于在界而附近发生塑性变形。材料的软化可以避免脆性断裂，面在某种温度之上可能会发生相变，冷却后又会导致硬面脆的显微组织的形成。

所有这些交互作用将改变摩擦和磨损的性质。因此，可以用初始态和稳定态来表征摩擦和磨损状态。在初始状态下，(a)，(b)，(c)和(d)的初始条件通过(e)，(f)，(g)，(h)和(i)的综合效应逐渐发生改变。在稳定状态下，(a)，(b)，(c)和(d)中所有条件均达到饱合状态，摩擦和磨损过程由(c)，(f)，(g)，(h)和(i)的综合效应之间的平衡所控制。

很明显，根据这种考虑，摩擦和磨损是对系统非常敏感的现象。除了了解每一作用对摩擦和磨损的影响，还必须了解它们之间总的交互作用(Czichos，1978)。

• p.640 •

在上述这些作用中，环境对摩擦和磨损有着最强烈的影响。金属的摩擦系数(摩擦阻力/法向载荷)在液体中是0.001，空气中为0.4，而在高真空中可达10。

液体中摩擦系数低是由于在界面形成一层液体薄膜。薄膜的形成机制在试验上和流体动力学理论上已经进行了良好的分析(Cameron,1966;Dowson 和 Higginson)。

空气中的摩擦系数居中,而真空中其摩擦系数最高,这是由于界面处存在高的接触压力和强吸附所引起的。

比表观接触面所期望的值高得多的接触压力是由于粗糙表面上粗糙小接触点造成的。这一压力有助于界面的吸附。在表面上所吸附的气体使粘着发生急剧的改变,使得在空气和真空中的摩擦系数升高。这一结果是通过在空气和真空中大量的基础和微观试验所得出的(Bowden 和 Tabor,1950,1964)。真实接触面积上的高接触压力使得接触区产生各种变形状态,包括弹性、弹塑性和塑性变形,这取决于几何形状、材料和所施加的力。接触机制的理论是分析它们的基础(Johnson,1985)。

磨损是由于界面上的接触压力和粘着的结果,磨损系数[(磨损体积×硬度)/(载荷×滑动距离)]大约在 10^{-9}和 10^{-2}之间变化,具体数值取决于摩擦条件(Peterson 和 Winer,1980)。

由于摩擦系数的变化,环境能够使材料的磨损系数发生较大范围的改变。

然面,摩擦副材料、接触的几何条件或加载类型的改变,也将引起摩损系数发生量级上的变化(Chiou 等,1985;Chiou 和 Kato,1987)。

这是由于磨损是一种具有多种不同模式的现象,而这些模式与材料的变形(Rigney,1990)和断裂类型(Childs,1988)有关。换句话说,磨损是微观上的断裂,并且受控于微观应力分布和接触区域的显微组织(Zum,Gahr,1987)。

对于在大面积接触下发生较大范围的磨损情况、接触区内反复摩擦的裂纹萌生和扩展模型利用线弹性力学分析对磨损给出了很好的理论评估。这是一种可假定材料是连续的情况(Cheng 和 Keer,1980;Keer 和 Bryant,1983)。

在小范围磨损的情况下,磨损所产生的粒子小于接触尺寸,分析中就不能再采用连续理论。

为了弄清楚小于 1μm 磨损粒子的产生机理,需要采用更多的显微分析和显微组织分析方法。

诸如透射电子显微镜(TEM)、扫描电子显微镜(SEM)、扫描隧道电子显微镜(STM),俄歇发射光谱(AES)、低能电子衍射(LEED)、场离子显微镜(FIM)和 X 射线分析技术等能够给出有关小范围磨损的有关信息(详见本丛书的第二卷)。例如,钨与金接触后的 FIM 分析揭示出:在钨的(110)面上有三个金原子与一个钨原子结合。这意味着磨损发生在原子尺度范围(Buckley,1981),这就是说,磨损的单元尺寸(一个磨粒)大约在 0.1mm 到 1mm 量级。

· p. 641 ·

因此,我们应假定在界面处的大范围区域分布着许多磨损颗粒。这些粒子在界面显示出复杂的行为并改变摩擦和磨损的性质。它们的运动空间位于比表面粗糙度小的界面空隙处。系统的动力学响应诸如振动很容易改变这一空间,从而改变摩擦和磨损。

从以上的分析可清楚地知道,不存在恒定的材料摩擦系数和磨损系数。

基于这一观点,下一节中阐述摩擦和磨损的基本机制。主要阐明接触区内的变形和断裂的重要性,而对在极端条件下出现的实验数据的多样性和特殊的数据不作说明。

13.2 固体表面

实际的固体表面通常是通过切削、磨削和抛光得到的。这些表面看起来很光滑，有时可称之为镜面。一个称之为镜子的表面对光可作为一个理想的光滑表面。

但是即使镜面在微观上也不是完全光滑的。

图 13-1(a)示出了用 SEM 观察得到的用磨削轮磨削加工后的一种钢的表面照片。在表面存在微观尺度上平行分布的凹沟槽和脊线，每一个脊线均有许多不同高度的微突峰。图 13-1(b)示出砂纸打磨后钢表面存在的相类似的沟槽和脊线。

图 13-1(c)给出了经金钢石刀具车削过的金表面的 STM 观察结果。该表面在光学上是平坦的，具有镜面特征，但在纳米尺度上仍存在粗糙的表面浮雕和波纹。

图 13-1(d)给出了石墨发生解理表面的 STM 图像，可见原子有序排列。在这种情况下每一原子的排列是不规则的。诸如缠结、空穴、割阶和相邻原子等缺陷在表面也是无规则的。

· p. 642 ·

测定这类固态表面的粗糙度通常采用表面轮廓仪，表面横断面轮廓示于图 13-2。

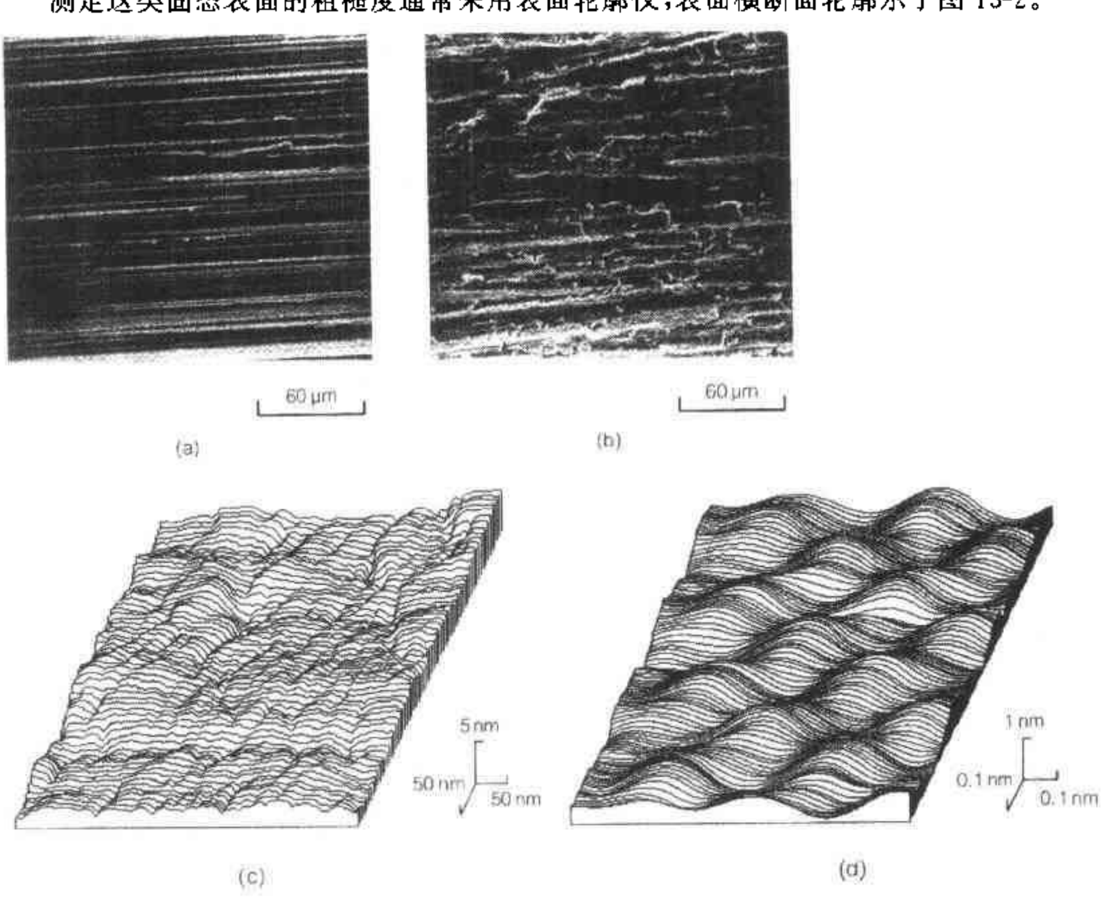


图 13-1 表面形貌

(a) 砂轮磨削后钢表面形貌的 SEM 照片；(b) 砂纸打磨后钢表面形貌的 SEM 照片；

(c) 金钢石刀具车削金表面的 STM 图像；(d) 石墨解理表面的 STM 图像



图 13-2　表面轮廓仪测定出的横断面轮廓

根据这种轮廓，可以得到用来表征表面粗糙度值的最大粗糙度、平均粗糙度以及任一粗糙处的尖端半径等，对于作为几率现象的活性接触，也可以得到高度的分布函数。

13.3　固体表面接触机制

由于固体表面通常具有微观粗糙度，固体表面的接触在微观上是浮凸之间的接触。



图 13-3　粗糙表面之间接触形貌的示意图

图 13-3 示出了粗糙表面之间接触形貌的示意图。在这种情况下浮凸之间接触的单元模型通常用一个平坦表面与一球面或与一圆柱面之间的接触来表征，如图 13-4 所示。图中 a 为一个圆接触面积的半径，$2b$ 为接触宽度。

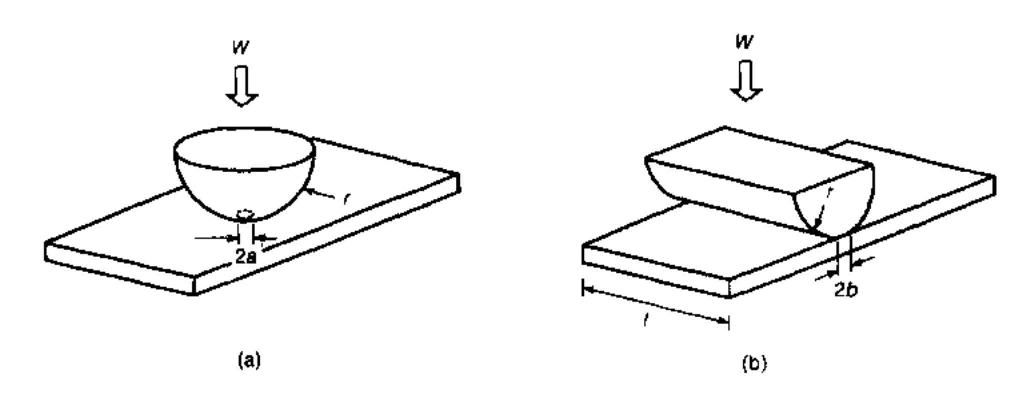


图 13-4　浮凸之间接触的单元模型，W 为载荷，r 为球或圆柱体的半径。(a) 球形浮凸与平坦表面之间的接触，a 为圆接触面积的半径；(b) 圆柱形浮凸与平坦表面之间的接触，$2b$ 为接触宽度，l 为圆柱长度

• p. 643 •

13.3.1　弹性接触

如果在载荷 W 下接触面上的变形处于弹性范围，呈半圆分布的法向接触应力 p 如图 13-5 所示，则对球形浮凸与平坦表面接触的 a，b，p 以及平均接触应力 p_m 理论上可由下式(Hertz，1882)给定：

$$a = \left(\frac{4Wr}{4E^*}\right)^{1/3} \tag{13-1}$$

$$p = p_0\sqrt{1-(x/a)^2} \tag{13-2}$$

$$p_m = \left(\frac{16E^*W}{9\pi^3r^2}\right)^{1/3} \tag{13-3}$$

对圆柱形浮凸与平坦表面的接触，则有

$$b = \left(\frac{4Wr}{\pi E^* l}\right)^{1/2} \tag{13-4}$$

$$p = p_0\sqrt{1-(x/b)^2} \tag{13-5}$$

$$p_m = \left(\frac{\pi E^* W}{16rl}\right)^{1/2} \tag{13-6}$$

式中，p_0 为最大接触应力，E^* 为用 $(E^*)^{-1}=[(1-\nu_1^2)/E_1]+[(1-\nu_2^2)/E_2]$ 定义的等效杨氏模量。对于公式(13-4)－(13-6)的圆柱接触下，图 13-5 中所定义的应力 σ_x，σ_y 和 τ_{xy} 在界面

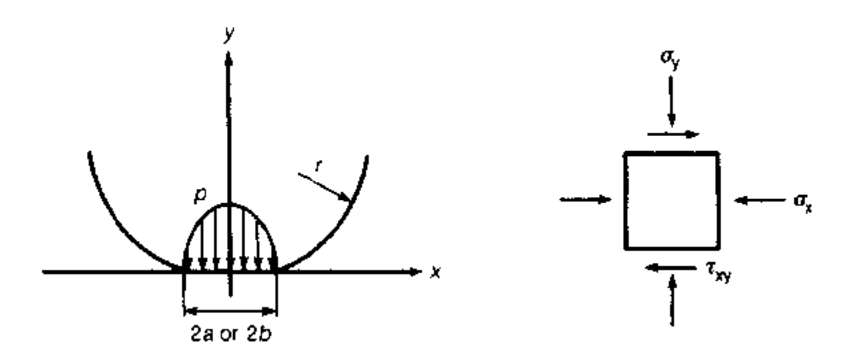


图 13-5　法向接触应力 p 在半圆上的分布
以及对界面亚表层中应力 σ_x，σ_y，和 τ_{xy} 的定义

亚表层中的分布示于图 13-6(a)和(b)(Merwin 和 Johnson，1963)。σ_x 为沿图 13-6(a)中 $x=0$ 平面 x 轴方向的压应力。σ_y 为沿图 13-6(a)中 $x=0$ 平面和图 13-6(b)中 $y=-b$ 平面 y 轴方向上的压应力。图中的 τ 为主剪切应力，由下式给出，

$$\tau = \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_x-\sigma_y)^2+4\tau_{xy}} \tag{13-7}$$

如果在接触副中施加切向力，τ 的最大值的位置将向接触界面的球形表面方向移动(Poritsky 和 Schnectaday，1950)。

13.3.2　弹塑性接触

如果圆柱接触的载荷超过一定极限，则在那些满足屈服判据的接触点上发生局部的塑性屈服。根据 Tresca(1864)屈服准则，如图 13-6(a)的 xy 面所示，于 $(0,-0.786b)$ 处开始产生局部屈服，此处的 τ 为屈服的最大值。当 $p_0=3.3k$(k 是临界剪切强度)时出现上述情况。当 p_0 进一步增大，屈服区增大。当 p_0 超过 $4k$ 时，在 $(+0.87b,-0.5b)$ 处 τ_{xy} 达到 k，在 x 方向上开始塑形流变。图 13-6(c)示出了圆形弹形变形区以及应力循环累积的塑性应变阴影区(Merwin 和 Johnson，1963)。

除了法向载荷外，如果施加切向力，局部的屈服区进一步扩大，这取决于力的大小以及如图 13-7(Jahanmir 和 Suh,1977)所示力的向前和向上的移动，此处的摩擦系数 μ 是变化的，并且在恒定的接触应力 $p_0(=4k)$ 下切向力由 $q_0=\mu\cdot p_0$ 给出。当 $\mu=0.5$ 时，表面上出现塑性变形并覆盖整个接触区。塑性变形区的周围处于弹形变形状态，因此接触状态是弹塑性的。

13.3.3 塑性接触

在大载荷和摩擦力作用下，塑性变形区发展很大并覆盖整个接触区，此时的接触完全处于塑性状态，称之为整体屈服的塑性接触。

对于一种刚性完全塑性体，可以用滑移线场理论来对这种情况下的接触应力进行理论分析。图 13-8 给出了塑性接触的二维模型，法向接触应力 p 和剪切应力 s 理论上可由下式给出(Green,1954)：

$$p = k\left[1 + \frac{\pi}{2} + 2(\varepsilon - \theta) + \sin 2\varepsilon\right] \tag{13-8}$$

$$s = k\cos 2\varepsilon \tag{13-9}$$

式中，k 为材料的临界剪切强度(流变应力)，ε 为滑移线角度，θ 为塑性表面的斜率。

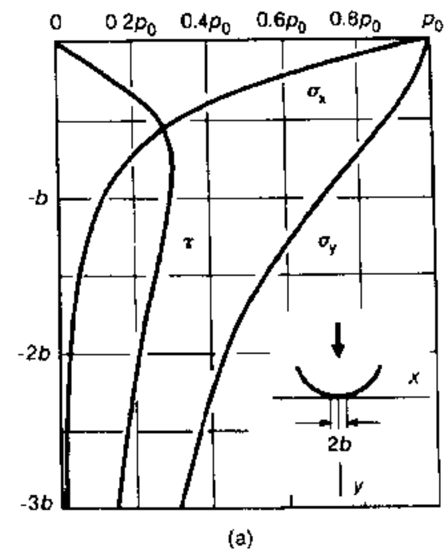
若刚性的冲头和刚性完全塑性平面间接触如图 13-9 所示，则法向接触应力 p 可通过图 13-8 中的特殊情况给出(Prandtl,1920)，

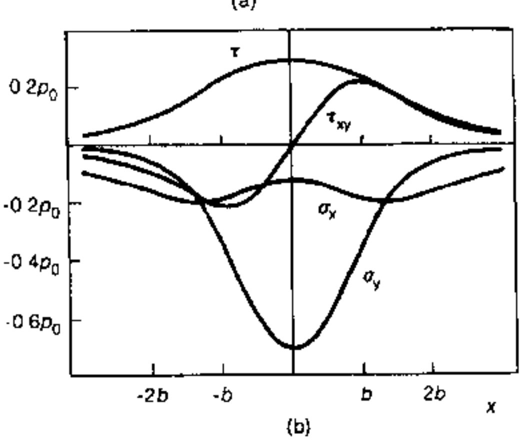
$$p = 2k\left(1 + \frac{\pi}{2}\right) \tag{13-10}$$

公式(13-10)对硬度 H_v 和屈服应力 Y 之间的试验关系作出了如下很好的解释(Tabor,1951)：

$$H_v \simeq 3Y \tag{13-11}$$

式中，根据 Tresca 屈服准则，$Y=2k$；根据 von Mises 屈服准则，$Y=\sqrt{3}k$。





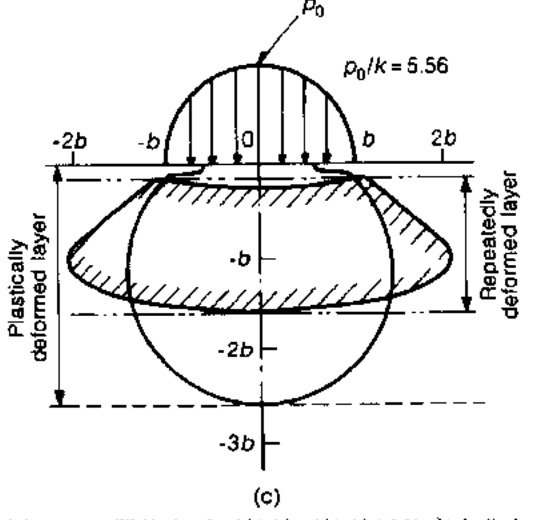


图 13-6 圆柱和平面接触下接触区的应力分布(Merwin 和 Johnson,1963)。(a) 弹性应力在 $x=0$ 沿对称轴深度的变化；(b) 弹性应力在 $y=-b$ 的横断面上的变化；(c) 稳态接触下的圆形弹形变形区以及应力循环累积的塑性应变阴影区

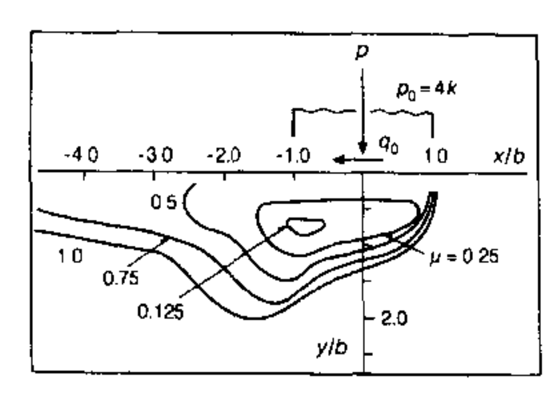


图 13-7 不同摩擦系数下的塑性变形区。在 $\mu=0.5$ 时，表面上出现塑性变形并覆盖整个接触区

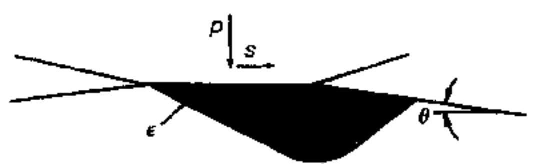


图 13-8 粗糙面间的二维接触模型，塑性变形区可用滑移线场理论得出(Green，1954)

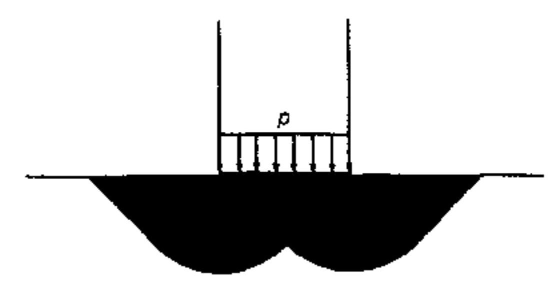


图 13-9 在刚性冲头与刚性完全塑性平面间接触时的塑性变形区(Prandtl，1920)

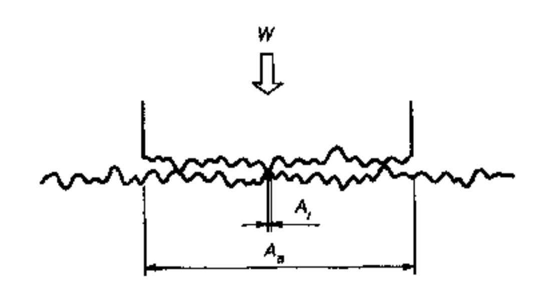


图 13-10 两粗糙表面接触的示意模型，A_i 为两粗糙面之间的第 i 个接触点的微观接触面积，A_a 为表观接触面积

13.4 摩　　擦

13.4.1 摩擦的微观模型

即使在能够对影像精确反射的镜面条件下，表面在微观上也是粗糙的，如图 13-1 所示。两平坦平面接触的示意模型示于图 13-10，在法向载荷 W 下表观面积 A_a 上的微观接触点的数目为 n。

如果将两粗糙面之间的第 i 个接触点用微观接触面积 A_i 表示，可称之为结点。整个接触面上的总实际接触面积 A_r 由下式给出：

$$A_r = \sum_{i=0}^{n} A_i \tag{13-12}$$

由图 13-11 所示的二维结点模型，总载荷 W 和总摩擦力 F 由下式给出：

$$W = \sum_{i=0}^{n} W_i = \sum_{i=0}^{n} (A_i p_i \cos\theta_i + A_i s_i \sin\theta_i) \tag{13-13}$$

$$F = \sum_{i=0}^{n} F_i = \sum_{i=0}^{n} (A_i p_i \sin\theta_i + A_i s_i \cos\theta_i) \tag{13-14}$$

式中，p_i 和 s_i 分别为在一个结点处的法向应力和切向应力。表观接触面积 A_a 的摩擦系数 $\mu(=F/W)$ 可由公式(13-13)和(13-14)得出，

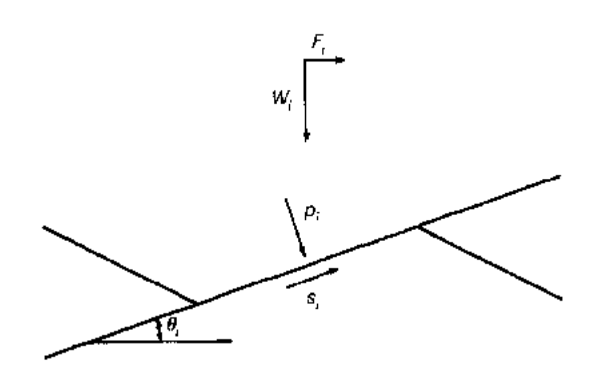


图 13-11　二维结点模型，p_i 和 s_i 分别为界面上的法向应力和切向应力，θ_i 是凸点夹角

$$\mu = \frac{\sum_{i=0}^{n}(A_i p_i \sin\theta_i + A_i s_i \cos\theta_i)}{\sum_{i=0}^{n}(A_i p_i \cos\theta_i - A_i s_i \sin\theta_i)} \tag{13-15}$$

假定所有接触点有相同的 A_i 和 p_i 值，通过引入局部摩擦系数 $\mu_i = p_i/s_i$，(13-15)式可简化如下：

$$\mu = \frac{\sum_{i=0}^{n}(\tan\theta_i + \mu_i)}{\sum_{i=0}^{n}(1 - \mu_i \tan\theta_i)} \tag{13-16}$$

要定量精确估算摩擦系数，必须知道 A_i，p_i，s_i 和 θ_i 值的所有可能的分布。

θ_i 的分布首先取决于接触之前原始表面的微观几何形态，而几何形态又主要取决于表面加工方法，其次取决于滑移过程中粗糙点的变形机制。

• p. 647 •

图 13-12 示出了在各种变形下粗糙点滑动过程形貌的示意图。

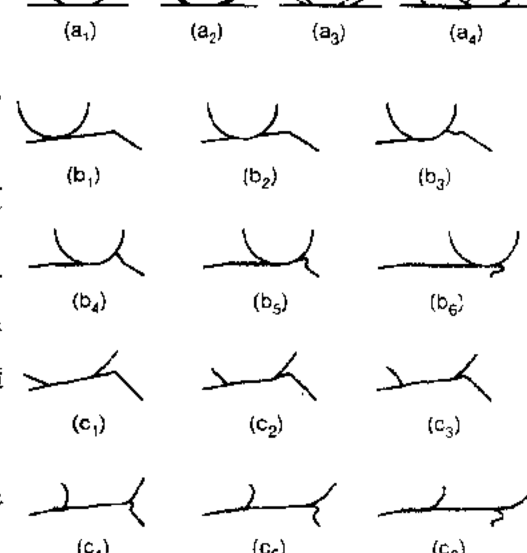


图 13-12　各种变形下粗糙点滑动过程形貌的示意图。$(a_1)-(a_4)$ 为弹性接触滑动；$(b_1)-(b_3)$ 和 $(c_1)-(c_3)$ 为一个球形凸点不变形的塑形接触滑动；$(b_4)-(b_6)$ 和 $(c_4)-(c_6)$ 为两个球形凸点均变形的塑形接触滑动[1)]

在图 13-12(a_1-a_4)中，接触区的变形是弹性的，在接触界面的相对滑移产生较大的相对位移。

在图 13-12(b_1-b_6)和(c_1-c_6)中，接触区的变形完全是塑性的。图 13-12(b_1-b_3)和 13-12(c_1-c_3)为在接触界面上的一个结点没有相对滑移的变形过程。而图 13-12(b_4-b_6)和 13-12(c_4-c_6)为接触界面上的相对滑移产

1）$(b_1)-(b_3)$和$(c_1)-(c_3)$，$(b_4)-(b_6)$和$(c_4)-(c_6)$在原文中分别为$(b_1)-(b_4)$，$(c_1)-(c_4)$，与正文不符。—译者注

生大量相对位移的过程。

显然，在所有这些变形过程中，θ_i 总是变化的，而界面处的 μ_i 也在变化，这取决于界面处剪切应变的大小。

对于一种精确分析，考虑到这些可能性，必须利用(13-15)式或(13-16)式进行计算。

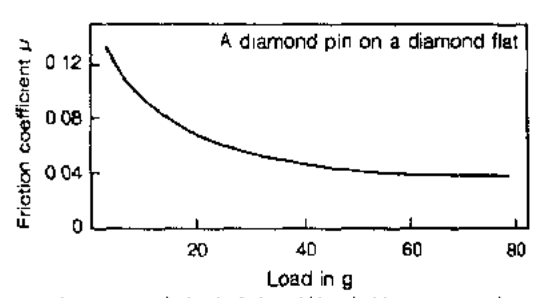


图 13-13　空气中金钢石棒(半径 0.05cm)在金钢石{110}面上的摩擦系数随载荷 W 的变化(Bowden 和 Tabor，1964)

如果我们考虑图 13-12(a_1-a_4)的弹形接触，对球形凸面，p_i 由式(13-3)中的 p_m 给出，对圆柱形凸面则由式(13-6)中的 p_m 给出。假定整个滑动过程中 s_i 为恒定值 s_0，则球形凸面在弹形接触下的摩擦系数 μ_i 由下式求出：

$$\mu_i=\frac{s_0}{p_m}=s_0\left(\frac{9\pi^3 r^2}{16E^* W}\right)^{1/3} \tag{13-17}$$

式(13-17)意味着摩擦系数是弹性模量、凸面形状和法向载荷的函数。图 13-13 示出了金钢石棒与金钢石平面间的摩擦系数与载荷的函数关系。可以看出载荷为 5g 时，μ 或 0.12，当载荷至 70g 时，μ 下降到 0.04，遵循式(13-17)所给出的关系(Bowden 和 Tabor，1964)。

• p. 648 •

当我们考虑图 13-12(b_1-b_6)和 13-12(c_1-c_6)的塑性接触时，p_i 和 s_i 由式(13-8)中的 p 和(13-9)中的 s 确定。但是这些公式并没有完全定义在这些情况下的变形过程，而仅仅是给出了在静态下 p_i 和 s_i 的值。为了模拟图 13-12(b_1-b_3)或 13-12(c_1-c_3)所示的过程，必须引入一个关于结点的变形是连续的判据。由于计算过程相当复杂(Kayaba 和 Kato，1981)，这里对图 13-14 的模型(McFarlane 和 Tabor，1950)采用一个简单的经验公式

$$p_i^2+\alpha s_i^2=\alpha k^2 \tag{13-18}$$

式中，α 为试验常数，其值在 3－25 之间变化(Kayaba 和 Kato，1978b)。应当指出，公式(13-18)仅用于引入结点接触界面滑移之前。

将参数 $f_i(=s_i/k)$ 代入式(13-18)中，可得出如下关系：

$$\mu_i=\frac{s_i}{p_i}=\frac{f_i}{\sqrt{\alpha(1-f_i^2)}} \tag{13-19}$$

如果用油或润滑油对接触面进行良好的润滑，则 s_i 比 k 小得多，f_i 趋近于 0。如果接触表面经过很好的清洗，则接触界面具有很好的吸附能力，在接触时 s_i 接近于软材料的 k，而 f_i 趋近于 1。

根据式(13-19)可知，当 f_i 趋于 1 时，μ_i 变为无穷大。摩擦系数从零到无穷大这一变化是由于结点的塑形变形和接触面积增大而引起的。

如果我们对 $s_i=0$ 的情况下将接触面积 A_0 和接触应力 p_{i0} 引入式(13-18)，则可得出

$$1+\alpha\left(\frac{s_i}{p_i}\right)^2=\left(\frac{p_{i0}}{p_i}\right)^2 \tag{13-20}$$

由于 $p_{i0}\cdot A_0=p_i\cdot A_i$ 和 $\mu_i=s_i/p_i$。式(13-20)给出下列结果：

$$\mu_i = \sqrt{\frac{1}{\alpha}\left[\left(\frac{A_i}{A_0}\right)^2 - 1\right]} \tag{13-21}$$

• p. 649 •

图 13-14 示出了 $\alpha=3.3$ 时 μ_i 与 A_0/A_i 之间的关系。从该图所示的示意模型可清楚地看出，μ_i 随结点的接触面积的增大而增加。这是解释摩擦系数变化巨大的基本机制。接触面积增大的过程称之为"结点长大过程"。

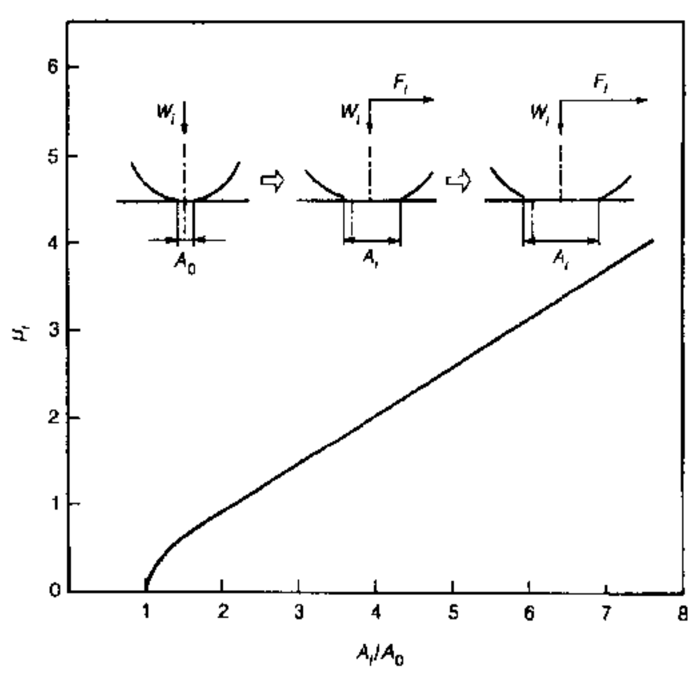


图 13-14　界面的摩擦系数随接触面积与初始静态面积之比的变化。实线为根据(13-21)式在 $\alpha=3.3$ 时计算出的理论曲线，它示出了结点长大过程(McFarlane 和 Tabor，1950)

将公式(13-21)和(13-19)联立，可得出 A_0/A_i 如下：

$$\frac{A_i}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{1-f_i^2}} \tag{13-22}$$

公式(13-22)表明，结点长大的程度直接与无量纲剪切强度 f_i 相关。

只要继续产生塑性变形而不断裂，根据这一机制，结点就能长大。

除了界面剪切强度之外，结点的断裂受材料的韧性和结点几何尺寸的控制。

在两个大表面的多个结点的实际接触中，上述各种作用对每一个结点各不相同。

仅当可假定施加于所有结点上均为 f_i 和 θ_i 的相同值，或当表观接触几何形状与凸点的接触非常接近时，公式(13-16)中的摩擦系数才可简化如下：

$$\mu = \frac{\tan\theta_i + \mu_i}{1 - \mu_i\tan\theta_i} \tag{13-23}$$

13.4.2　接触界面粘着改变引起的摩擦系数的变化

在(13-23)式中，使 f_i 中的 μ 值发生剧烈改变的主要因素是 μ_i，可由(13-19)式中给

出，像定义 $f_i=s_i/k$ 所表明的，其值由界面的剪切强度 s_i 所确定。s_i 的值可从零到 k 变化，取决于界面的显微组织结构。

• p. 650 •

图 13-15 示出了在界面处各种可能出现的显微组织。在图 13-15(a)中，表面是清洁、无任何污染的。接触界面类似于晶界。这种接触界面的剪切强度几乎与基体晶界的剪切强度相同。

图 13-15(b)中，表面的接触是通过含有吸附气体的表层进行，该气体通常存在于空气中。众所周知，诸如氩、氮等惰形气体通过物理吸附与界面具有较弱的结合。另一方面，氧通过化学吸附与界面紧密结合，形成氧化物。空气中通过氧化物接触是非常普遍的，如图 13-15(c)所示。吸附气体也可存在于氧化物薄膜之间的界面上。

图 13-15(d)中，表面通过有机物的物理吸附层，如碳化氢、酒精或脂肪酸等相接触。由于这种分子层处于高的接触压力下，故其剪切强度必然不同于液体的剪切强度。剪切平面有时是表面层和金属表面之间的界面。

图 13-15(e)中，液体膜足够厚，显示出液体的性质。薄膜的剪切强度由界面的粘滞流动阻力确定，流动阻力随温度、剪切速度和匹配表面微观几何形状而变化。这是一个流体动力学场，尚未包含有关材料方面。在这 5 种界面的显微组织中，将对图 13-15(b)，(c)和(d)的情况作进一步讨论。

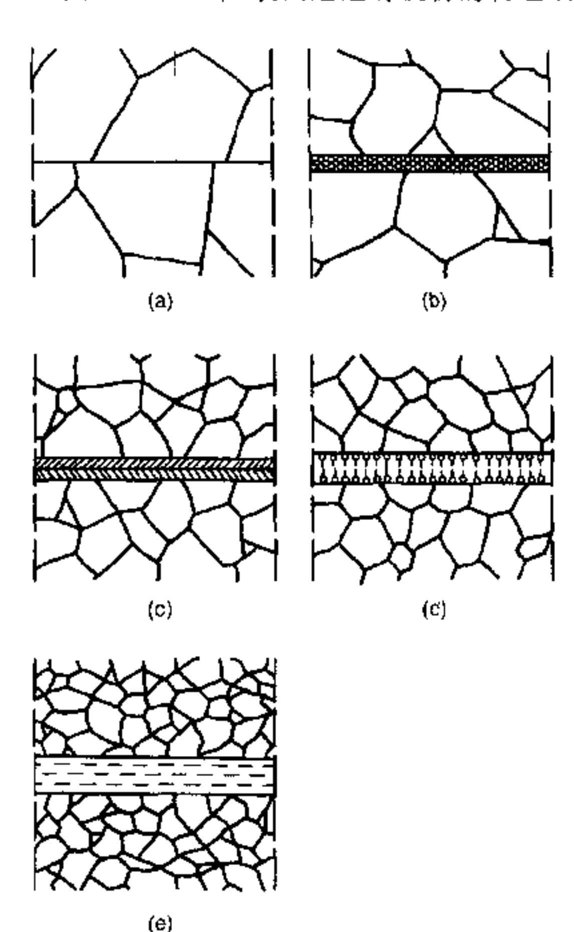


图 13-15 界面上处各种类型显微组织的示意图。(a) 表面清洁无任何污染；(b) 表面间通过一层吸附气体的接触，该气体通常存在于空气；(c) 表面的接触通过空气中的氧化薄膜；(d) 表面的接触通过有机物的物理吸附层，如碳化氢、酒精或脂肪酸；(e) 足够厚的具有整个液体性质的液体膜。薄膜的剪切强度由界面的粘滞流动阻力确定

13.4.2.1 吸附气体和氧化物对粘着和摩擦的影响

图 13-15(b)和(c)中所示的各种显微组织的剪切强度特别难以测量。这是由于吸附气体或氧化层是如此之薄，致使剪切强度不能通过结点长大及其在滑动过程中的断裂来分别单独地测量。

对垂直于界面方向上粘着力的测量能得出更敏感和可靠的值，以用于估算受吸附气体和氧化物影响的剪切强度。

• p. 651 •

图 13-16 中所示的表面是在高真空中通过拉伸断裂新形成的，为了测定加载后在表面的法向粘着力(加拉力-卸拉力)，这些表面承受了反复的接触。图中的

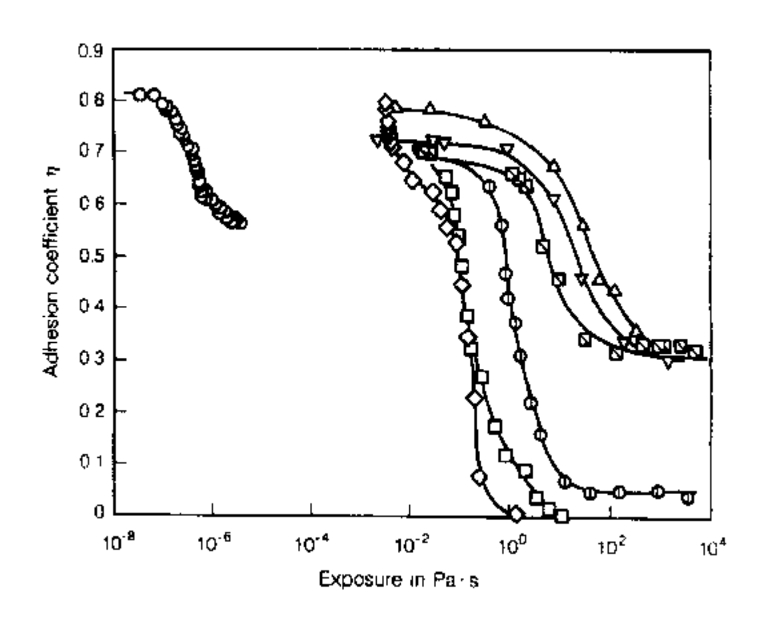


图 13-16 清洁表面在各种气体环境的暴露对 OFHC 铜粘着系数的影响(Gilbreath,1967)。暴露温度 $T=25$℃,符号是:○ vacuum,◇ air,□ O_2,⦶ C_2H_4,⧅ H_2,▽ N_2,△ Ar

粘着系数 η 定义如下:

$$\eta = \text{法向粘着力} / \text{恒定压缩力} \qquad (13\text{-}24)$$

水平轴为在一定压力下断裂表面在真空中的暴露时间。

到达表面的气体分子的量正比于以 Pa·s 为单位的暴露值,简单的计算表明,在大约 10^{-4}Pa·s 的暴露值之后,可在表面形成单层的气体分子(Gilbreath,1967)。

因此图 13-16 表明,当表面没有吸附气体分子时,在接触面上就能产生强烈的粘着,粘着强度几乎与基体材料的断裂强度相同。另一方面,从图中可知,即使表面覆盖若干层诸如氩和氮等惰性气体,也不能减少表面粘着。

另一方面,氧对粘着的降低有强烈的影响。单层氧化物似乎足以使粘着系数从 0.8 下降至 0.1。这意味着一个氧化物层能有效地降低粘着强度,粘着系数变到比 0.1 更小的值,这时可假定大致为零。

虽然图 13-16 表明在界面上由气体表面吸附引起的粘着强度变化,在气体吸附的影响下,人们也期望界面上的剪切强度具有这种类似的性质。通常认为,材料的剪切强度正比于断裂强度,且大致为断裂强度的一半。

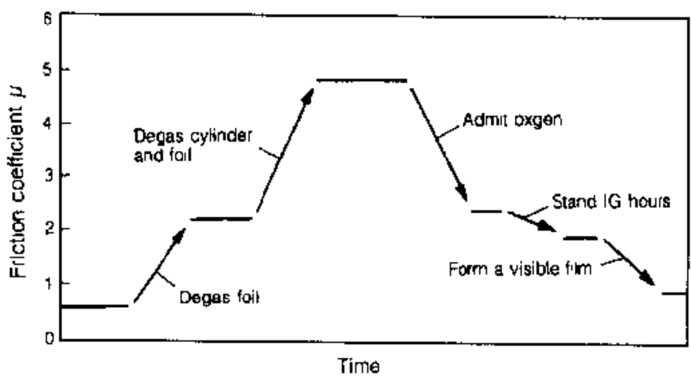


图 13-17 氧的吸附薄膜和其它污染物从金属表面的去除以及往清洁的无氧化表面重新添加微量氧化物等对 μ 的影响(Bowden 和 Hughes,1939)

图 13-17 中(Bowden 和 Hughes,1939),铜的摩擦试样在 $10^{-3}-10^{-4}$Pa 真空中加热

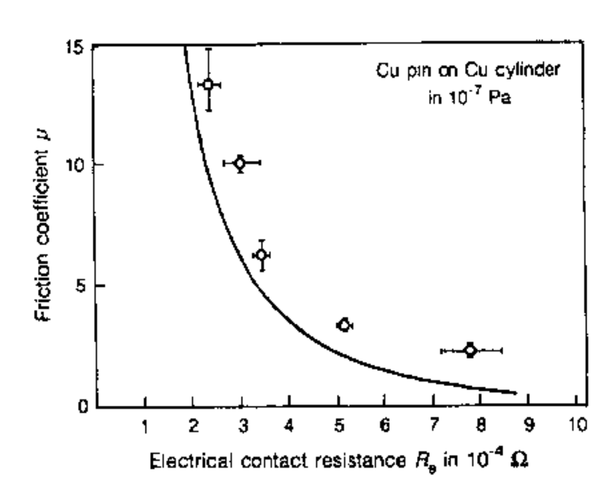


图 13-18　铜的摩擦系数与接触电阻的曲线
(Kayaba 和 Kato,1978a)

到红亮,使吸附的气体和有机化合物质去除。经过加热之后,摩擦系数从 0.5 增高到 5。然后将氧引入真空室,摩擦系数立即下降,经 3 分钟暴露后,摩擦系数降为 0.5。在类似的试验中,纯氢或纯氧对摩擦的影响很小。这些观察与图 13-16 中结果一致。

• p. 652 •

这表明吸附的氧有效地降低了界面的剪切强度,从而使得摩擦系数发生很大变化。

图 13-18 中(Kayaba 和 Kato, 1978a),真空下所观察到的摩擦变化与接触电阻 R_c 有关。R_c 与接触半径 a 和薄膜电阻 φ 具有下列关系(Holm,1946;Bowden 和 Hughes,1939):

$$R_c = \frac{\lambda}{2a} + \frac{\varphi}{\pi a^2} \tag{13-25}$$

式中,λ 为电阻率,接触半径 a 按(13-1)变化,薄膜电阻 φ 随吸附气体薄膜的厚度而改变。

图 13-18 上的点为观察到的实验值,实线为当 $\varphi=0$ 和 $\alpha=3.0$ 的情况下由(13-21)式和(13-25)式计算出的 μ 与 R_c 理论关系。因此在相同的摩擦系数下,R_c 的实验值与实线的差值与界面的薄膜电阻相对应。

图 13-19 示出了类似材料间以这种方式获得的薄膜电阻与摩擦系数之间的关系(Kayaba 和 Kato,1978a)。

点线是 Holm 在静态接触下由金和铜获得的值(1946)。

可以看到,这四种材料的薄膜电阻值是在适度的量级,金或铜在滑动中的薄膜电阻约为在静态接触时的一半。

根据 Holm(1946)电接触的隧道效应的理论公式,可在所观察到的薄膜电阻与界面膜的厚度之间建立起关系。

表 13-1 列出了以这种方法从图 13-19 计算出的薄膜厚度的平均值(Kayaba 和 Kato,1978a)。

• p. 653 •

由此指出,当 $\mu=1-15$ 时,仍有 0.43－0.53nm 厚度的薄膜,摩擦的变化是由 0.1nm量级上的薄膜厚度的变化引起的,这

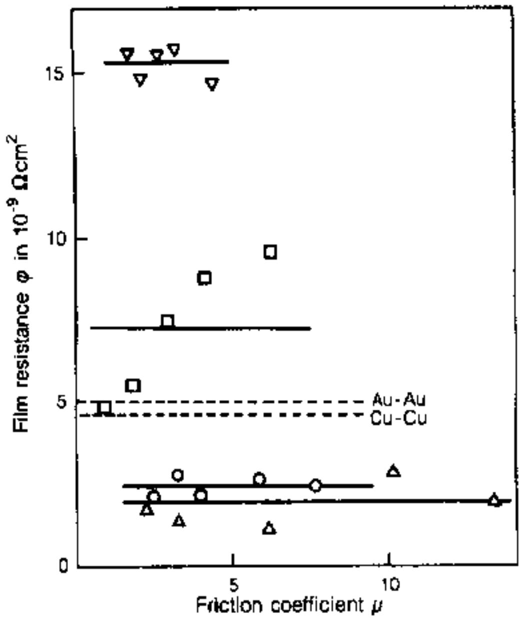


图 13-19　金属薄膜电阻与摩擦系数的曲线(Kayaba 和 Kato,1978a)。实线为薄膜电阻的平均值,点线是 Holm(1946)获得的值符号:○金;△铜;□镍;▽铁

超出了电接触方法的精确分辨率。

从图 13-16,13-17,13-18 和表 13-1 的结果可以很明显看出,很薄的吸附气体层,特别是氧,改变了界面的剪切强度,由此导致摩擦系数从 0.5 急剧增大到 15。

表 13-1 Kayaba 和 Kato(1978a)给出的薄膜电阻和薄膜厚度

材料	工作状态 (eV)	薄膜电阻 φ ($\Omega \cdot cm^2$)	薄膜厚度 (nm)
Au	4.31	2.41×10^{-9}	0.46
Cu	4.56	1.97×10^{-9}	0.43
Ni	4.54	7.26×10^{-9}	0.50
Fe	4.50	1.53×10^{-8}	0.53

13.4.2.2 *有机分子吸附层对粘着和摩擦的影响*

根据在上节中讨论过的原因,粘着系数使得对有机分子吸附层对界面剪切强度 s_i 的影响有了清楚的认识。

图 13-20 示出了一洁净的钢球与覆盖着单层油脂酸的钢表面之间的粘着(Bowden 和 Tabor,1950)。Δ 为凹坑的变形面积超过原始平面表面积的百分比。如果单表面层的延伸小于 2%,则粘着可被忽略。如果它的面积增加超过这一值,表面层就会发生破裂,将会观察到明显的粘着。与这个结果相反,洁净的钢球表面和铟表面之间的摩擦系数大致为 1.25。

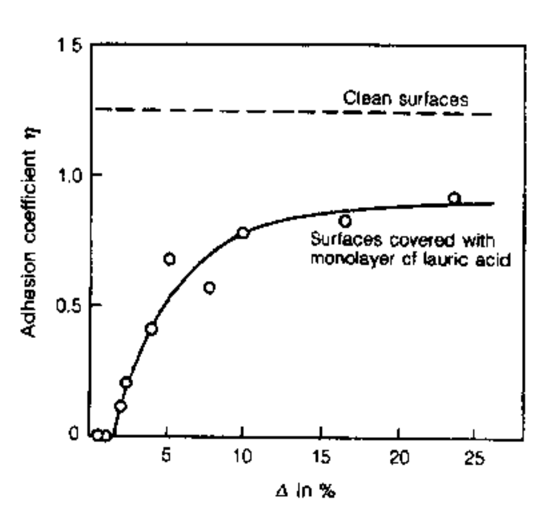


图 13-20 一洁净的钢棒与覆盖着单层油脂酸的铟表面之间的粘着。粘着系数随△的变化(Bowden 和 Tabor,1950)

这意味着单层的脂肪酸足以防止在金属接触界面发生粘着,但在单层脂肪酸中小的破裂会引起粘着的迅速增加。粘着系数与单层破裂之间如此敏感的关系是重要的,从(13-22)式所描述的结点长大的现象来看是显然的,该式中清楚地显示出原始接触面积发生了大的膨胀。

• p. 654 •

图 13-21 示出了覆盖一层油脂酸分子层的不锈钢表面经反复的滑动循环后分子层(薄膜)破裂和磨损对摩擦系数的影响(Bowden 和 Tabor,1950)。

除表面覆盖 53 层膜的情况以外,该图表明摩擦系数随膜的破裂而迅速增加。接触面剪切强度的增加以及所导致的结点长大是引起破裂的原因。局部的金属粘着在膜破裂的地方发生。另一方面,对任何数目层的表面膜而言,第一个摩擦循环的摩擦系数总是恒定的($\mu=0.1$)。这意味着在第一个循环摩擦过程中并不发生膜的破裂,大约为 0.1 的摩擦系数对应于界面膜本身的剪切强度。

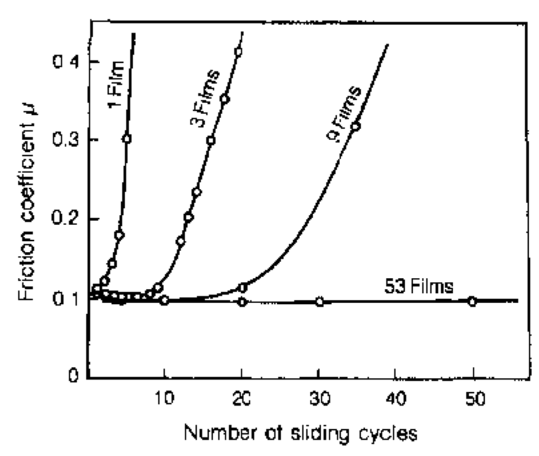


图 13-21 覆盖一层油脂酸薄膜的不锈钢表面的磨损。单分子层能给出与厚分子层相同的摩擦下降,但会更迅速地被磨掉(Bowden 和 Tabor,1950)

薄膜的剪切强度由分子化学吸附和物理吸附的结合能、薄膜厚度及单位面积上的分子数目来确定。理论分析给出了如下的薄膜结合强度 s_f 的表达式(Sakurai,1958):

$$s_f = m'' \frac{n_m \cdot E_{ad}}{N_A \cdot d} \qquad (13\text{-}26)$$

式中,E_{ad}为吸附能,n_m 为单位面积上的分子数目,d 为薄膜厚度,N_A 为阿伏伽德罗常量,m''为实验常数。

图 13-21 所示的观察结果和(13-26)式意味着吸附膜在金属表面起着固体的作用,由此导致低的摩擦,这种润滑状态称之为临界润滑。稳态的固体膜能否保持临界润滑,其温度范围是特别重要的。从润滑的角度看,反应的金属表面和形成稳态的固体膜的反应润滑之间的结合是重要的。

当表面膜足够厚,从而在界面出现如图 13-15(e)的液态时,它产生粘滞流体动力学流动阻力,这主要由接触表面的形状来决定。若形状设计适宜于流体的光滑流动,且提供良好的载荷支撑,则摩擦系数处于 0.01 和 0.001 之间,这取决于流体的粘度(Cameron,1966;Dowson 和 Higginson,1966)。这种润滑状态称为液体动力学润滑。

虽然图 13-15(d)和(e)中的条件在实际的摩擦中是常见的,但在此不对其摩擦机制作详细的论述。这是由于对图 13-15(e)所示的情况,摩擦机制主要取决于界面的流体动力学,而对图 13-15d 所示的情况,其摩擦机制主要取决于在高接触压力下润滑的化学性质,这已超出本著的讨论范围。

13.5 磨　　损

磨损是由于反复摩擦使材料表面发生连续的消失,它主要是由微观机械断裂所引起的。即使当表面有一些化学反应产物,诸如氧化物时,在许多情况下仍然产生表面的体积流失。从这一观点出发,将在下面描述这一微观力学磨损机制。

• p. 655 •

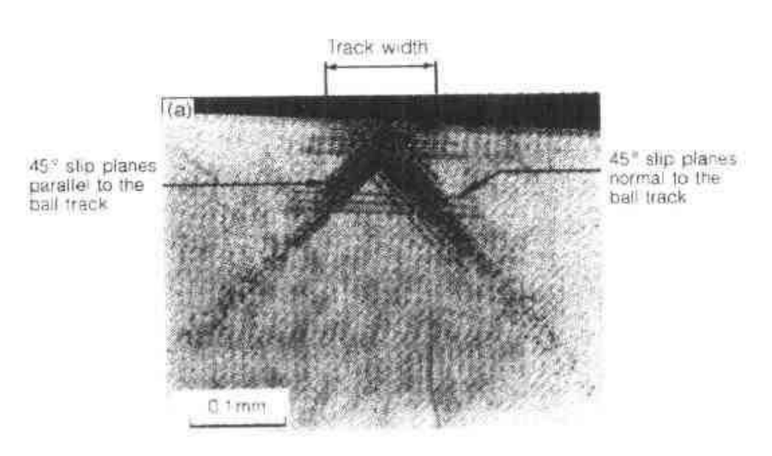
13.5.1 弹性接触下的磨损:疲劳磨损

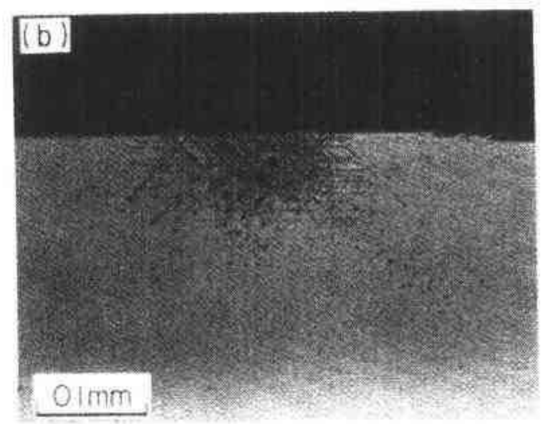
如果材料是理想均质的,在弹性接触下不存在塑性屈服区,正像前面 13-3 节中所描述的一样。

实际材料中存在着各种非均质性。单晶在剪切应力下由于择优滑移而产生滑移面。多晶材料具有晶界和夹杂,而所有的晶体材料均存在空位。

由于材料中的这些不非均质性,即使均质材料的理论应力低于屈服应力时,接触区内局部的应力也会超过材料的屈服应力。

图 13-22 示出了 MgO 单晶与 AISI52100 钢棒发生滚动接触后横断面上的磨损痕迹





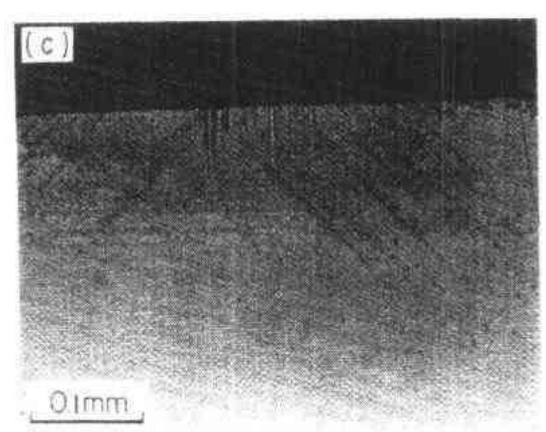


图 13-22 MgO 与 AISI52100 钢棒发生滚动接触后亚表层的位错蚀坑花样 (Dufrane 和 Glaeser,1976)。(a) 载荷 570g,[100]方向经一个滚动循环;(b) 载荷 244g,[110]方向经一个滚动循环;(c)载荷 244g,[110]方向经 10 次滚动循环

(Dufrane 和 Glaeser,1976)。

图 13-22(a)中的最大 Hertzian 压力是 148MPa,对均质材料而言足以维持弹性接触。然而在[100]方向滚动后沿滑移带产生位错,这可通过位错蚀坑观察到。

· p. 656 ·

图 13-22(b)和(c)中,最大 Hertzian 压力是 111.2MPa,图 13-22(b)表明在一次滚动循环后,在[110]方向上再次产生位错。位错密度在同一位置随反复滚动而增加,如同图 13-22(c)所示的 10 次滚动循环后的情况。在这一阶段,裂纹在表面萌生,表面层出现分层。

图 13-23 示出了在钢中的 Al_2O_3 和 MnS 夹杂以及经反复的滚动-滑动接触后

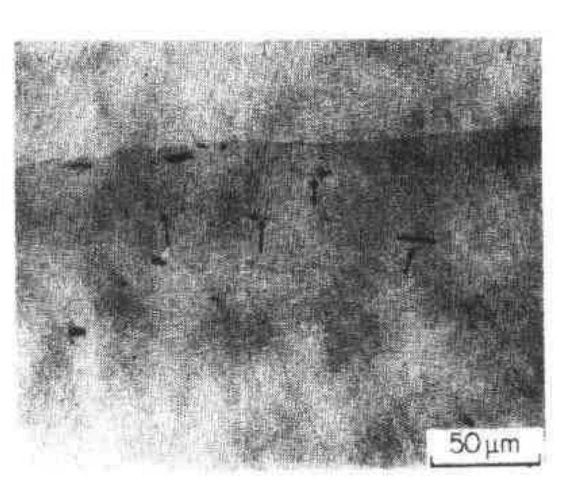


图 13-23 滚动接触后典型的亚表面裂纹 (滑移量 3%,p_0=870MPa,μ 在 0.52 到 0.56 间变化)。裂纹最先在 Al_2O_3 和 MnS 夹杂中形成(Fegredo 和 Pritchard,1978)

裂纹从夹杂中扩展的情况(Fegredo 和 Pritchard,1978)。最大 Hertzian 压力是 870MPa,在理论弹性接触的最大主剪切应力附近萌生裂纹。

图 13-22 和图 13-23 的观察结果表明,即使当接触载荷小到对均质材料在理论上足以保持弹性接触时,在亚表面也能产生位错与裂纹。

经过反复的摩擦后在表面最终能观查到蚀点和分层。因此,磨损的机制是疲劳,这种磨损称为"疲劳磨损"。

13.5.2 弹塑性接触下的磨损:疲劳磨损

在一定的接触载荷下,表面下方出现塑性变形状态面不到达表面,如图 13-24 及图 13-25 所示。

图 13-24(a)示出了沿接触轨迹铜盘的横断面,在表面下方约 0.24mm 处可观察到黑色面上的塑性变形(Hamilton,1963)。

• p. 657 •

在图中可清楚地观察到塑性流动的方向,表面层仍维持无塑性变形。及图 13-24(b)示出了在光学显微镜下观察到的表面层在摩擦方向上的位移。它是由如图 13-24(a)所示的在亚表面层的一些塑性流动所引起的。位移随滚动摩擦循环次数线性增加。

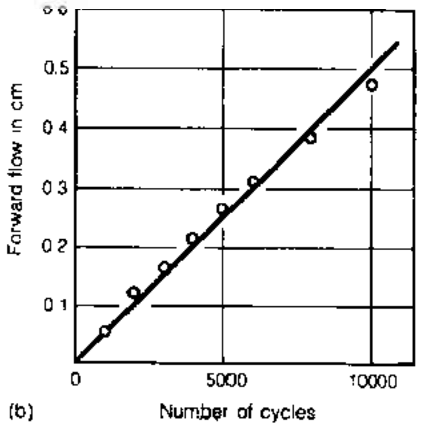


图 13-24 铜盘与钢盘经滚动接触后在接触表面下方的塑性流变(Hamilton,1963)。
(a) 塑性流变层照片,(p_0=678.4MPa);
(b) 朝前的流动量与应力循环次数的关系

亚表面层的塑性流动和铜表面层的位移,是由于在 678.4MPa 的最大接触压力下反复的滚动接触所产生的。

塑性流变过程中,流动区内产生加工硬化。这种情况示于图 13-25 中,硬度峰位于表面层下方 130μm 处,其最大硬度值随滚动循环次数的增加而增高(Kayaba 和 Suzuki,1976)。当滚动循环次数达到 2×10^6 次后,最大硬度值达到 Hv400,此时在表面出现点蚀。

像在图 13-22,13-23,13-24 和 13-25 中所示的一样,在弹性接触或弹塑性接触下反复的摩擦会在某些应力集中点附近产生局部塑性变形的累积,经一定数目的反复摩擦后萌生裂纹并扩展。在这种情况下裂纹萌生和扩展的机制是疲劳断裂机制。由于疲劳是一种由材料显微组织的非均质性所控制的速率过程,因此通过这一机制产生的磨损称之为"疲劳磨损"。

疲劳磨损作为概率过程来处理,磨损寿命和接触压力之间的关系类似于疲劳断裂中的 S-N 曲线。

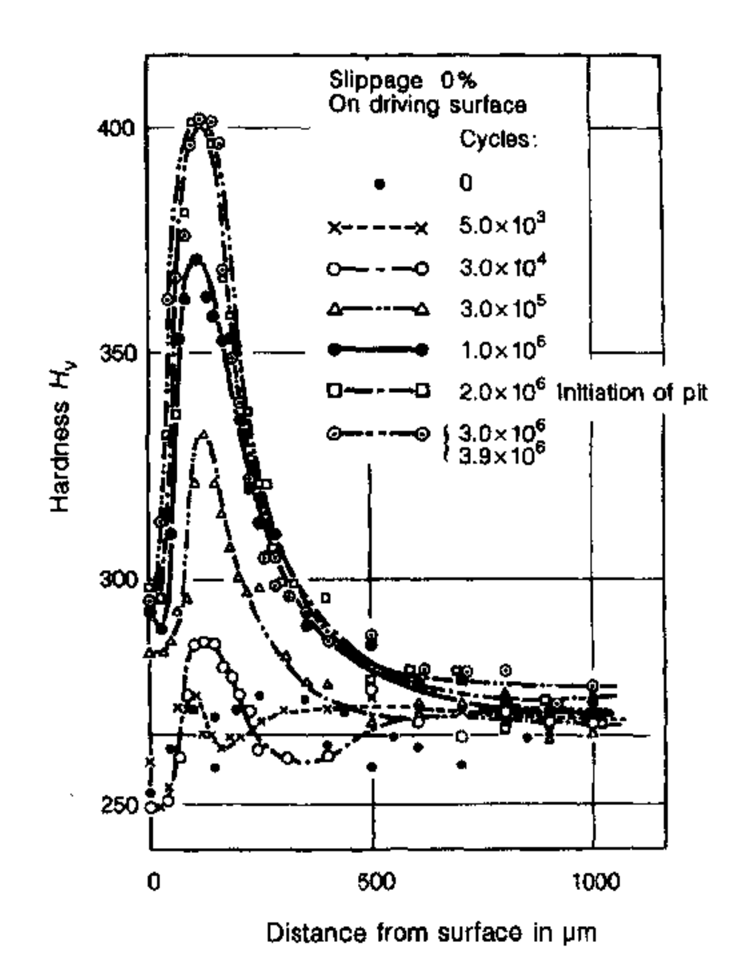


图 13-25　钢(0.45C,0.27Si,0.85Mn)在反复滚动过程中表面下部硬度分布的变化(Kayaba 和 Suzuki,1976)

· p.658 ·

13.5.3　塑性接触下的磨损:粘着磨损、磨粒磨损、流变磨损

当接触压力足够大到能够在接触点形成全面屈服时,塑性变形区覆盖整个接触面,在滑动过程中接触面的形状逐渐变化。

根据初始接触条件,例如表面形状、两表面的硬度和界面上的摩擦系数,将会出现六种有代表性的磨损过程,如图 13-26 所示。

在图 13-26 中,字母 H 代表硬的滑动,字母 S 代表软的滑动。当两表面发生如图 13-26(a_1)所示的变形时,接触界面开始波动,如图 13-26(a_2)所示,裂纹从接触界面的过缘向亚表面扩展,表面的一部分由匹配表面去掉(Cocks,1962),如图 13-26(a_3)所示。图 13-27(a)示出了与图 13-26(a_3)相关的试验模型。当接触界面上的粘着很强,足以形成裂纹形核和扩展的剪切应力时,则发生上述情况。裂纹有时在接触界面的两侧扩展,磨损粒子在两滑动界面之间滚动(Greenwood 和 Tabor,1957)。

当软凸面与具有相同硬度或更硬的平坦表面相接触时,如图 13-26(b_1)所示,两表面发生强烈粘着,在接触界面的前缘萌生裂纹并通过匹配面的相对运动到达软凸点处,如图

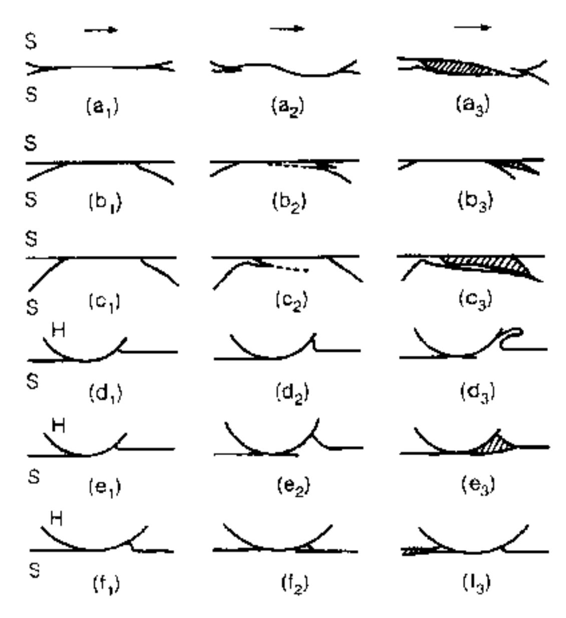


图 13-26　在塑性接触和滑动过程中可能出现的磨损类型

13-26(b_2)所示，通过粘着从凸点转移到平坦表面而产生薄的鱼鳞状磨损粒子，如图 13-26(b_3)。图 13-27(b)示出了与上述过程相对应的 SEM 观察结果。这种类型的磨粒称为剪切舌(Kayaba 和 Kato，1981)。

如果在软凸点的几何形状上存在一些小的差别，则在接触界面的后缘萌生裂纹，并由此向凸点内部扩展，如图 13-26(c_1)和图 13-26(c_2)所示。在图 13-26(c_3)中，裂纹到达凸点的前沿表面，大而厚的磨损粒子从凸点转移到平坦表面。图 13-27(c)示出了与上述过程相对应的 SEM 观察结果。接触界面的粘着势必很强，足以产生裂纹形核和扩展的剪切力(Kayaba 和 Kato，1981)。

• p. 659 •

对于图 13-26(a_3)，(b_3)和(c_3)所示的磨

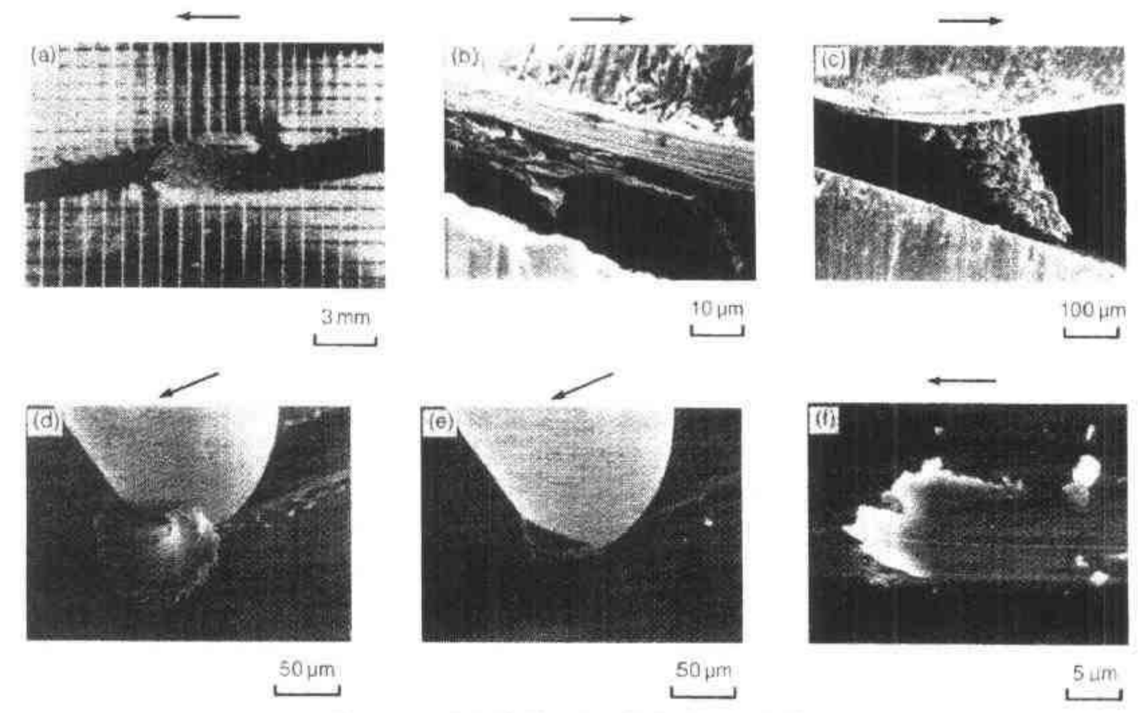


图 13-27　塑性接触和滑动的典型 SEM 图象。

(a) 在铅匹配的结点的端部产生裂纹(Greenwood 和 Tabor，1957，光学金相)；(b) 鱼鳞状的两磨损粒子在奥氏体不锈钢试样间由下表面转移到上表面(Kayaba 和 Kato，1981)；(c) 块状磨损粒子在奥氏体不锈钢试样间由下表面转移到上表面(Kayaba 和 Kato，1981)；(d) 切削磨损粒子连续地由黄铜表面形成(Hokkirigawa 和 Kato，1988)；(e) 在黄铜表面外形成楔块，停留在凸点的前端而不长大(Hokkirigawa 和 Kato，1988)；(f) 表面流变层在滑动方向膨胀，形成薄片状凸出物，并将从低碳钢(0.45%)的表面分离(Tato，未公开)

损模型，界面清洁的粘着是主要的，这些磨损模式称为粘着磨损。

另一方面，在图 13-26(d_1)，(e_1)和(f_1)中，一硬球形凸点与一软平坦平面接触，软平坦平面易于发生塑性变形。

在这样的接触情况下，软平坦平面在滑动过程中被硬的球形凸点刻划成沟槽，并通过微切割机制产生条状的长切片磨损粒子，如图 13-26(d_1)，(d_2)和(d_3)所示。图 13-27(d)示出了对应于图 13-26(d_3)的 SEM 观察结果。对这种磨损，需要片状粒子在球形硬凸面上易于流动，而在接触表面上产生粘着则是不需要的。硬凸点深穿平坦表面内部对形成微切割是必要的。

• p. 660 •

当凸点的凹痕并不很深而接触界面的摩擦是相当高时，则不发生微切割，而在凸点的前端形成楔块，如图 13-26(e_1)，(e_2)和(e_3)所示，裂纹在接触界面的底部产生，直至扩展到塑形变形区的前缘表面。图 13-27(e)示出了与图 13-26(e_3)相对应的 SEM 观察照片，称为楔块(Hokkirigawa 和 Kato，1988)。楔块形成后，在楔块的断裂表面上产生滑动，直到它通过障碍物诸如不规则的显微组织或几何形状而由凸点前缘滑脱。

这个楔块形成的磨损模型有些类似于图 13-26(c_3)的模式。在接触界面的粘着有助于楔块的形成，但并不是最必须的。接触界面的倾斜角度和凹痕的深度对楔块的起始形成是重要的。

在这样的方式下，凹痕的几何形状对图 13-26(d_3)和(e_3)所示的磨损模型是非常重要的，由这种磨损模式所产生的磨损称为"磨粒磨损"，在这种情况下接触界面的粘着起的作用很小。

当硬凸点的凹痕深度和摩擦系数二者均小时，表面塑性变形层被磨光，而并不发生材料转移或切割，如图 13-26(f_1)和(f_2)所示。

图 13-26(f_3)中，磨光的表面层在水平方向上延伸，由于塑性流变，薄片凸出物的在表面的水平方向上长大。图 13-27(f)通过 SEM 观察示出了一薄片凸出物。

在一些情况下，薄片凸出物经滑动后从表面分离，但在更多的情况下由于在同一处的反复滑动使得薄片凸出物长大变长。在高的均衡压力下在接触区可能发生大量的塑形流变。图 13-26(f_3)所示的磨损模式称为"流变磨损"(Akagaki 和 Kato，1989)。

原则上，图 13-27 所示的所有磨损模式，在塑形接触下经一次滑动后均能出现。

13.5.4 同一痕迹重复滑动引起的磨损模式的转变

如果接触是弹性或弹塑性的，对磨损而言需要在亚表面局部区域有塑性变形累积。当裂纹萌生并通过亚表面扩展到表面时出现磨损。在这样的接触条件下，如同疲劳磨损一样，经一定数量的反复滑动，会突然观察到磨损。在这种情况下，磨损模式的转变是无关紧要的。然而，在塑形接触的情况下，磨损模式转变与反复滑动过程有很大关系，因为在这个过程中接触情况从塑性转变为弹塑性，由于以下原因再转变为弹性。

(1) 首先，接触区塑性变形的累积导致材料的加工硬化，如图 13-28 所示(Kitsunai 等，1990)。图中的硬度是在反复滑动过程中的同一磨损痕迹处所测得的。

从图中明显看出，硬度值可以增加到原始硬度值的两倍。由于硬度与屈服强度成正比，磨痕处表面层的屈服应力应当几乎是初始值的两倍，这意味着在相同载荷下的接触情

况趋于从塑形转变为弹塑性或弹性。

(2) 第二，在塑性接触下磨损会改变凸点尖处的形状和磨损沟。其结果常常使接触压力降低。在反复滑动过程中，接触压力的连续减小引起接触状态由塑性到弹塑性或弹性。

(3) 第三，在同一磨痕上反复滑动加速了在磨损痕迹上的化学反应。诸如氧化物等化学产物一般降低接触界面的摩擦。这一摩擦的减少有助于使塑性接触转变为弹塑性或弹性。

· p. 661 ·

图 13-29 示出了不锈钢在塑性接触区磨损模式转变的例子。由于 WC 球形棒对不锈钢盘滑动的结果，磨损模式从切割转变为楔块，然后形成剪切舌最终成为犁削(Kitsunai 等，1900)

犁削并不是磨损模式的确切描述，但它描述了在磨粒接触过程中的塑性变形状态。在图 13-26(f_3)中所示的磨损模式被称为流变磨损，是犁削的结果。

这种流变磨损是通过塑性接触获得的最软的一种磨损状态，反复滑动是对它的重要控制因素。

图 13-30 示出了钢在润滑条件下反复滑动对流变磨损粒子的影响。可以看出，薄的表面层在滑动方向上分离，并随着滑动循环次数从图 13-30(a)增加到(d)时长大(Akagaki 和 Kato，1985)。

· p. 662 ·

图 13-31 示出了在相同的滑动条件下表面层流变量随滑动循环函数的变化(Akagaki 和 Kato，

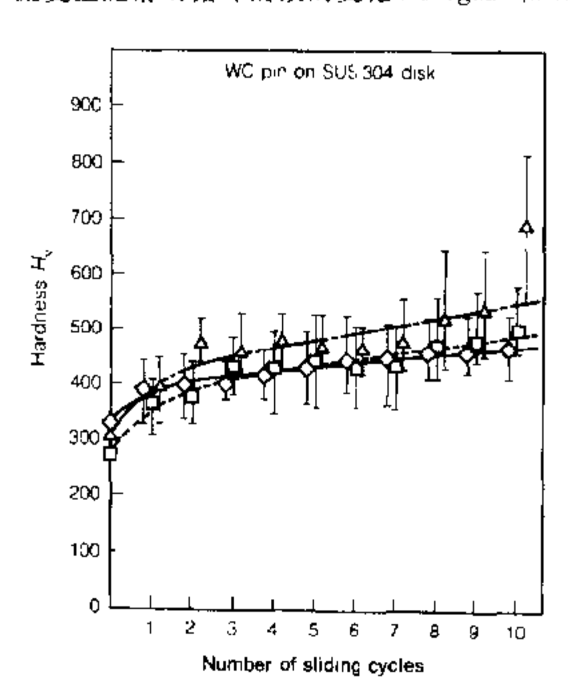


图 13-28 反复滑动引起磨痕上的硬度的增加(Kitsunai 等，1990)

符号：◇ 0.2N 载荷；△ 0.5N 载荷；□ 1.0N 载荷

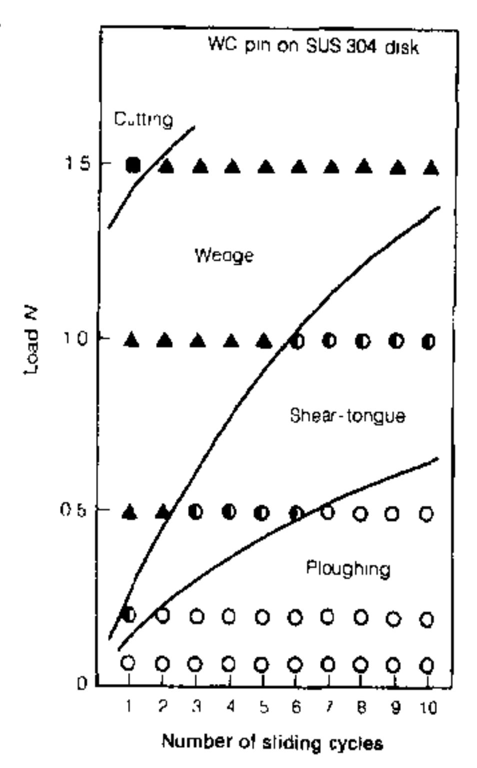


图 13-29 在 WC 球形尖对不锈钢盘塑性接触区内磨损模式的转变，磨损模式从切割转变为楔块的形成，然后形成剪切舌最终成为犁削(Kitsunai 等，1990)

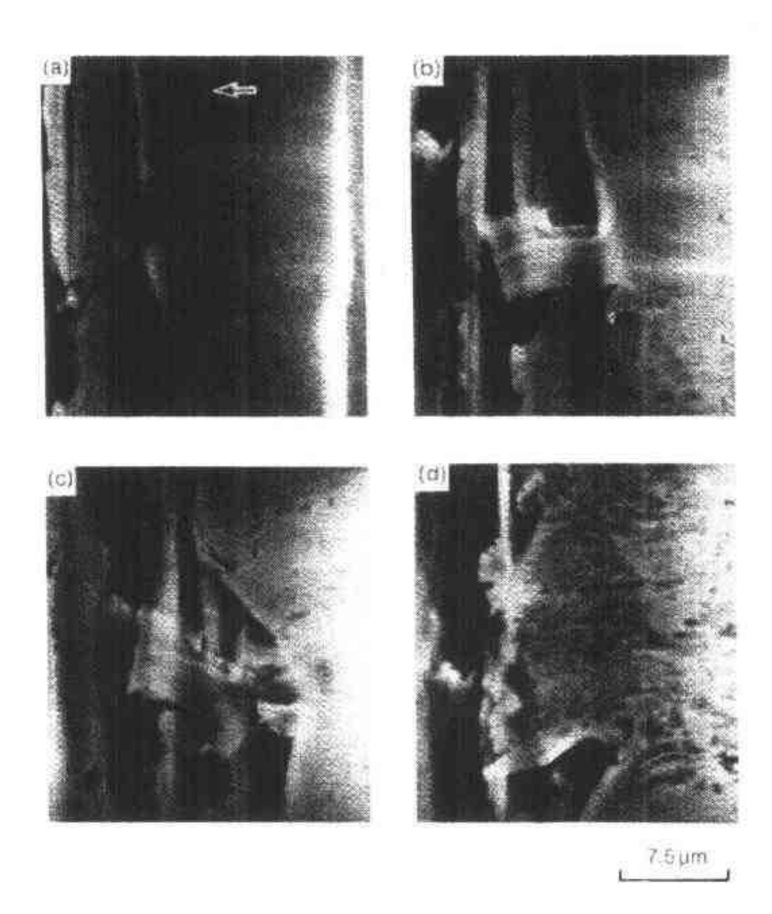


图 13-30　钢在反复滑动过程的流变磨损过程(Akagaki 和 Kato,1985)

1988)。所观察到的流变速率每 10^4 循环为几个微米,并且其变化与滑动速度和接触压力有关。图 13-32 示出了所产生的薄层粒子,在 SEM 中可清楚地观察到(Akagaki 和 Kato,1987)。

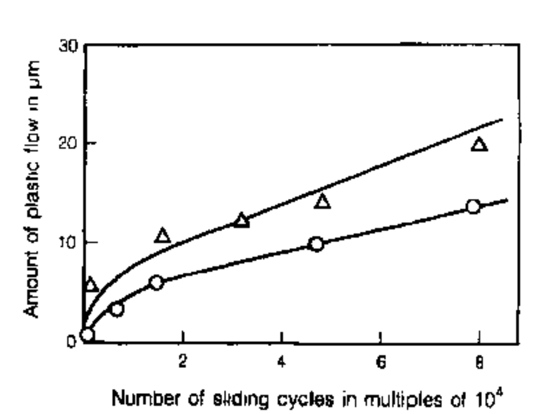


图 13-31　在反复滑动过程中表面层的流变量(Akagaki 和 Kato,1988);所观察到的流变速率为:每 10^4 循环 1.0μm(上部曲线)和每 10^4 循环 0.5μm(下部曲线)。接触压力分别为 9.8MPa (○)和 26.5MPa(△)

即使当摩擦很大时,如处于干接触,虽然薄膜状磨损粒子不能象在有润滑条件下那样长大,但也能产生类似的磨损过程。

在这样的接触状态下,接触的弹塑性部分比塑性接触时能够处于更大的尺寸范围,裂纹在表皮下可通过疲劳机制扩展。从这一观点看,磨损粒子必将比塑性接触时为大。

图 13-33 示出了在较高的摩擦条件下($\mu \leqq 0.5$)所观察到的钢的分层和片状磨损粒子(Jahanmir 等,1974)。分层粒子的表面微观几何形状表明,发生了粘着磨损和磨粒磨损,同时也表明了脱落的粒子与大尺寸范围片状分层之间的对应关系比在塑性接触中更好。

· p. 663 ·

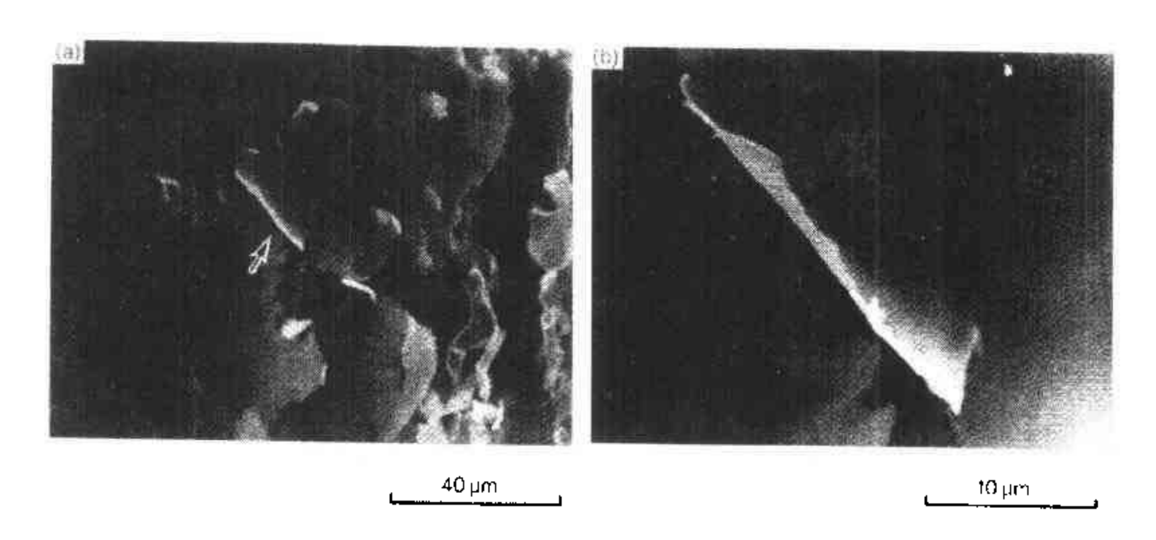


图 13-32 钢的薄膜流变磨损粒子(Akagaki 和 Kato,1987)

13.5.5 磨损模型与磨损系数

13.5.5.1 *磨粒磨损*

在平坦面或弯曲表面之间的宏观滑动情况下,通常总能够在滑动方向的磨损表面上观察到平行的凹槽和爪痕,如图 13-1(a)和(b)所示。典型的情况是粗糙的硬表面在软平坦表面上滑动,但也曾在类似材料的光滑表面之间接触情况下观察到这种情况。

图 13-34 示出了 0.45%碳钢材料经滑动磨损试验后两匹配横断面剖面(Chiou 和 Kato,1987)。很明显,两匹配表面上的峰和沟槽匹配很好。这是由于在磨损表面上显微硬度的差别所造成的,如图 13-35 所示。

• p. 664 •

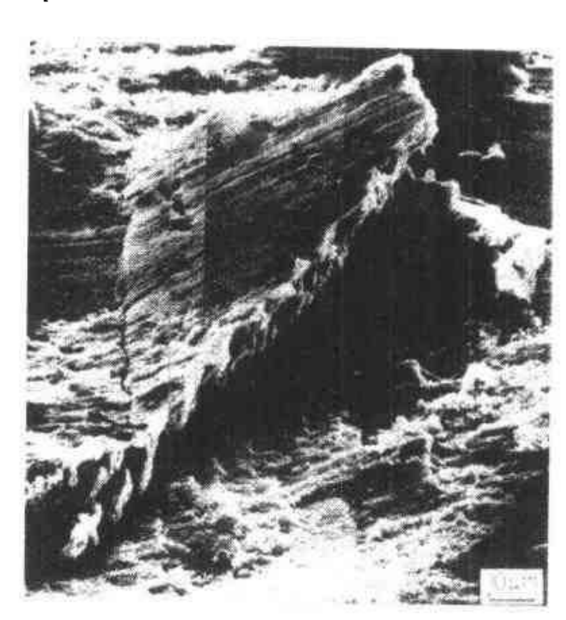


图 13-33 经一定量的反复滑动后钢的分层片状磨损粒子(Jahanmir 等,1974)

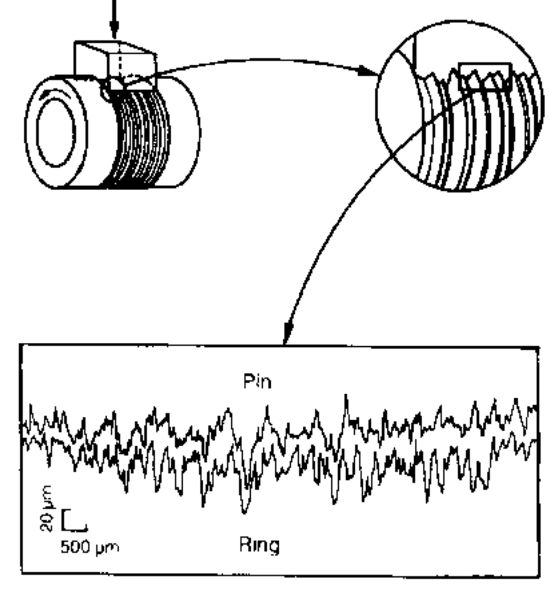


图 13-34 0.45%碳钢材料经滑动磨损试验后两匹配横断面的剖面(Chiou 和 Kato,1987),两匹配表面上的峰和沟槽匹配良好

图中的硬度分布表明最大硬度几乎是最小硬度的两倍。其结果使稳态下的接触几何在许多情况下变成磨粒。因此，磨粒磨损是普遍的，也是重要的。在这样的磨粒滑动下，各种形式的磨损均能发生，这取决于匹配表面的微观形状、硬度和界面的剪切强度，如图13-26所示。

图13-36说明，切割模式、楔子形成和犁削与压入程度 D_p 及界面无量纲剪切强度 f 有何种关系。f 定义为

$$f = \text{界面剪切强度} / \text{被犁沟材料的剪切强度} \quad (13\text{-}27)$$

如图13-37所示，对于球形棒磨粒模型 D_p 可用下列公式来定义：

$$D_p = \text{压入深度} / \text{接触区半径 } a = r\left(\frac{\pi H_v}{2W}\right)^{1/2} - \left(\frac{\pi H_v}{2W}r^2 - 1\right)^{1/2} \quad (13\text{-}28)$$

如果给定 W，r，H_v 和 f，可通过图13-36来评估可能的磨损磨型(Hokkirigawa 和 Kato，1988)。

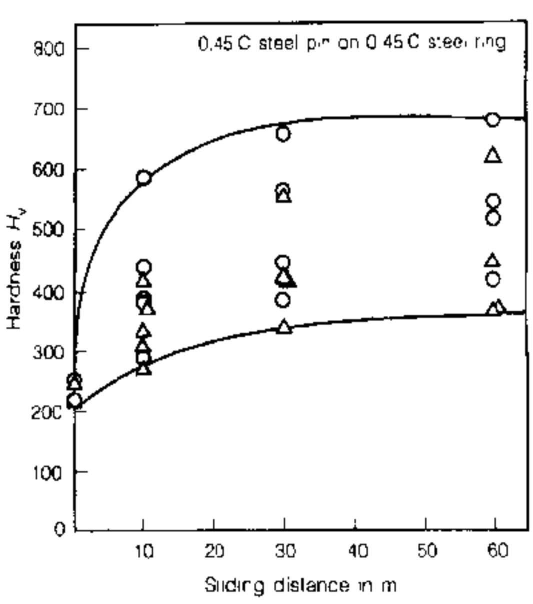


图13-35 滑动距离和显微硬度之间的关系(Chiou 和 Kato，1987)，显微硬度随滑动距离增加而增高。接触载荷为 $p=21.09$N，滑动速度 $v=0.20$m/s；符号：○棒；△环

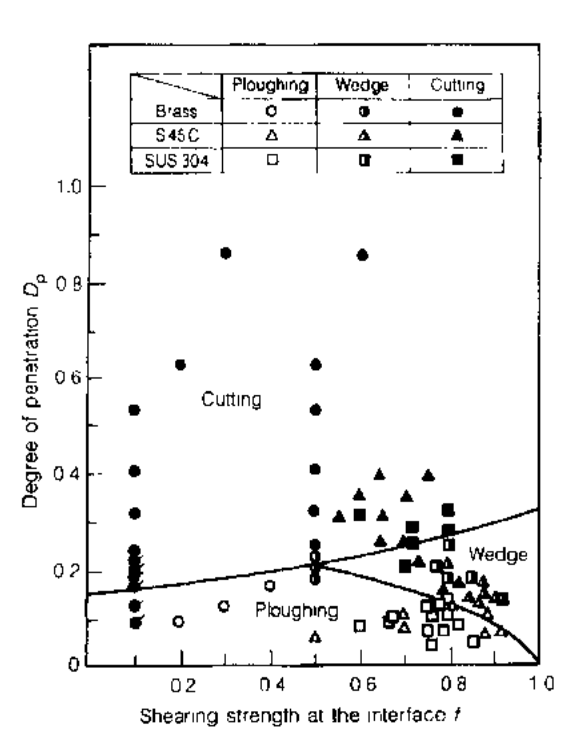


图13-36 磨粒磨损的磨损模式图(Hokkirigawa 和 Kato，1988)；磨粒磨损模式是压入深度 D_p 和界面无量纲剪切强度 f 的函数

• p. 665 •

如果假定接触几何为二维，这三种磨损方式的确切界限可通过滑移线场理论计算得出(Challen 和 Oxley，1979)。因此，对切割、楔块形成和犁削模式，如果已知凹槽中的磨损体积，总的磨损体积就能够估算为所有接触点上的磨损体积之和。但这种机制是相当复杂的，通常仅有凹槽体积中的部分移出成为磨损粒子(Stroud 和 Wilman，1962)，凹槽体积中的多余物实际上移到凹槽的边缘，如图13-38所示。图中的 A_v 为磨损沟槽的横断面面积，(A_1+A_2) 为通过塑性变形和材料位移所形成的两侧面脊的横断面面积(Zum Gahr，1987)。

在这种情况下，在凹槽中磨损的体积分数 f_{ab} 给定为

$$f_{ab} = \frac{A_v - (A_1 + A_2)}{A_v} \quad (13\text{-}29)$$

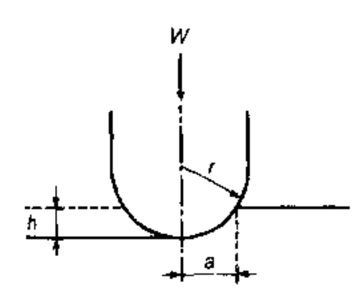


图 13-37 滑动过程中半球面和平坦表面之间的接触模型(Hokkirigawa 和 Kato，1988)；压入深度 $D_p=h/a$，a 为接触半径，h 为凹槽的深度

以这种方式所定义的 f_{ab} 在一定的假设下可用下式表达：

$$f_{ab}=1-\exp\left[-\frac{2}{\beta}\ln\left(\frac{\xi_s}{\xi_{lim}}\right)\right] \tag{13-30}$$

式中，ξ_s 是在水平表面上由于压入磨粒的变形，ξ_{lim} 是在水平表面以下压入磨粒以犁削为而引起的变形，而 β 是一个主要取决于磨损材料加工硬化行为的因子。

滑动距离 L 之后的磨损体积 V 由下式给出，

$$V=f_{ab}\cdot A_v\cdot L \tag{13-31}$$

• p. 666 •

如果 A_v 由图 13-38 中的几何形状计算出，则(13-32)式由下式给定(Zum Gahr，1987)：

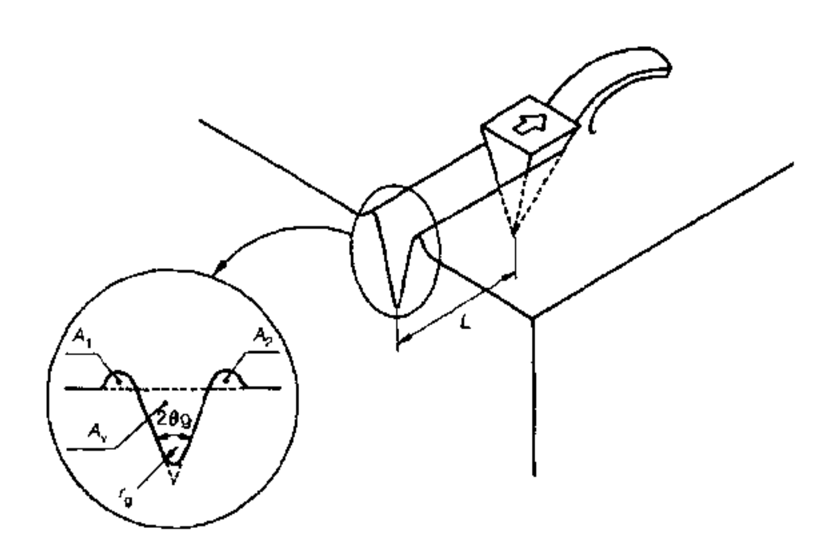


图 13-38 f_{ab} 和过凹槽的横断面计算微切割与微犁削比值的理论模型(Zum Gahr，1987)

$$\frac{V}{L}=f_{ab}\left[\frac{W}{5H_{def}}\sqrt{1+10\mu^2}+\frac{r_g^2}{\tan\theta_g}\left(\frac{n\tan\theta_g}{2}-1\right)\right] \tag{13-32}$$

式中，μ 为磨粒与凹槽表面之间的摩擦系数，H_{def} 为经过磨粒作用处于变形状态的磨损材料的硬度，r_g 为磨粒的尖端半径，θ_g 为磨粒的尖端半角。

(13-32)式示出了诸如载荷、硬度、几何尺寸、摩擦系数和加工硬化等典型参数对磨粒磨损的影响，用(13-31)式获得的理论估算值与一般金属和合金的实验值相符，如图 13-39 所示(Zum Gahr，1987)。

图中磨损速率 V/L 的倒数值代表体积磨损阻力。

在 $r_g=0$ 和 $\mu=0.2-0.5$ 的条件下，即对于无润滑磨粒摩擦的典型数值，(13-31)式可近似为

$$V=K_{ab}\cdot\frac{W}{H_v}\cdot L \tag{13-33}$$

(13-31)式表明，磨粒磨损体积 V 正比于法向载荷和滑动距离。

比例常数 K_{ab} 在磨粒磨损中称为磨损系数，它是材料常数，如同(13-30)式和(13-31)

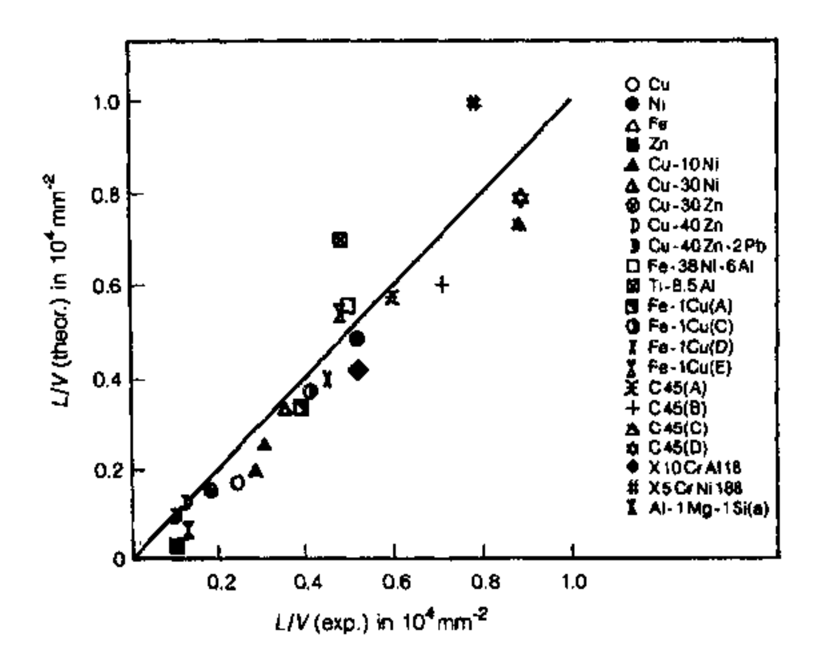


图 13-39 理论体积磨损阻力 L/V(理论)与不同材料用尖端角 $\theta_g=90°$,$r_g=8\mu m$ 和载荷 $W=2N$ 刻痕金钢石实验测定的体积磨损阻力 L/V(实验)

式所示。

表 13-2 示出了 K_{ab}的一些典型值(磨损控制手册,1980)。

表 13-2 磨粒磨损的典型磨损系数 K_{ab}(磨损控制手册,1980)

	丝材	新砂纸	凹槽磨粒	粗抛光表面
干燥表面	5×10^{-2}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
润滑表面	10^{-1}	2×10^{-2}	2×10^{-3}	2×10^{-4}

• p. 667 •

13.5.5.2 粘着磨损

如图 13-26(a_3),(b_3)和(c_3)所示,粘着磨损可通过各种不同的模式产生,磨粒的尺寸与接触面尺寸之间并无简单的对应关系。

在此情况下,对磨损机制而言首先所要考虑的是可能产生磨损粒子的体积。如果为图 13-40 所示的具有半径 a 的圆形接触面积,则可能产生磨粒的体积为 $2\pi a^3/3$。产生如此大体积的磨损粒子的单位滑动距离应为 $2a$。

因此,滑动 $2a$ 距离后磨损体积 ΔV 为

$$\Delta V = f_{ad}\cdot\frac{2}{3}\pi a^3 \qquad (13\text{-}34)$$

式中,f_{ad}代表接触区内磨粒的体积分数。

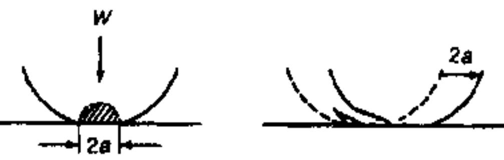


图 13-40 粘着磨损粒子形成的示意模型;滑动距离为 $2a$ 时可能产生的磨粒体积为 $2\pi a^3/3$

在大的粗糙表面之间存在 n 个多接触点

(结点)的情况下,滑动一定距离后由于磨损而使一个结点消失。但是如果形成的一个结点消失后连续出现新的结点,仍可假定有 n 个结点,似乎它们在滑动过程中总在接触。因此在滑动距离 L 后 n 个结点的总磨损体积 V 可由下式给出:

$$V = f_{ad} \cdot n \cdot \frac{2\pi}{3}a^3 \cdot \frac{L}{2a} \tag{13-35}$$

假定法向接触压力与磨损材料的硬度值 H_v 相同,所以法向载荷 W 由下式给出:

$$W = n\pi a^2 \cdot H_v \tag{13-36}$$

把(13-35)式和 $K_{ad}=f_{ad}/3$ 代入(13-36)式,则得出的磨损体积 V 为

$$V = K_{ad} \cdot \frac{W}{H_v} \cdot L \tag{13-37}$$

(13-37)式表明粘着磨损体积正比于法向载荷及滑动距离。比例系数 K_{ab} 称为粘着磨损的磨损系数,它是估算摩擦副的磨损速率时一个基本量,K_{ab} 的物理意义为在塑性接触区的磨损体积分数,它受材料性能和结点的几何尺寸影响很大[1)]。

表 13-3a,b 示出了 Archard(1953)和 Hirst(1957)各自观察到的粘着磨损系数的典型值。

13.5.5.3 疲劳磨损

弹性或小载荷下的弹塑性接触或运转中发生了塑性接触的转变等,由疲劳机制导致的裂纹萌生和扩展而产生磨损粒子。

滑动过程中在接触区内以各种机制产生疲劳循环应力。

(1) 在滑动过程中表面轮廓在微观上的不规律性引起正应力和切应力的变化,导致循环应力,

(2) 在滑动过程中表面污染的局部差异引起切应力的变化,由此导致循环应力。

• p. 668 •

表 13-3a Archard(1953)获得出的粘着磨损系数的典型值

未润滑表面	
摩擦副	$K_{ad}\times10^{-4}$
Cd—Cd	57
Zn—Zn	530
Ag—Ag	40
Cu—Cu	110
Pb—Pb	130
软钢—软钢	150
Cd—软钢	0.3
Cu—软钢	5
Pb—软钢	5
软钢—Cu	1.7
Pb—Ag	0.3

1) 原文为"proportional contact",应为 proportional constant。 译者注

表 13-3b　Hirst(1957)获得的粘着磨损系数的典型值

摩擦副	磨损系数 $K_{ad}\times10^{-4}$
低碳钢－低碳钢	70
60/40 黄铜	6
Teflon－工具钢	0.25
70/30 黄铜－工具钢	1.7
有机玻璃－工具钢	0.07
胶木－工具钢	0.024
含银复合钢－工具钢	0.6
铜铍合金－工具钢	0.37
工具钢－工具钢	1.3
硬质合金－工具钢	0.55
铁素体钢－工具钢	0.17
层状胶木－工具钢	0.0067
碳化钨－低碳钢	0.04
聚乙烯－工具钢	0.0013
碳化钨－碳化钨	0.01

(3) 在摩擦系统中摩擦系数的反向速度相关性引起振动和动载，从而导致循环应力。

根据这些可能性，可假定在接触半径为 a、载荷为 W 下滑动时，产生一个应力循环所需要的单位滑动距离，如图 13-41 所示。

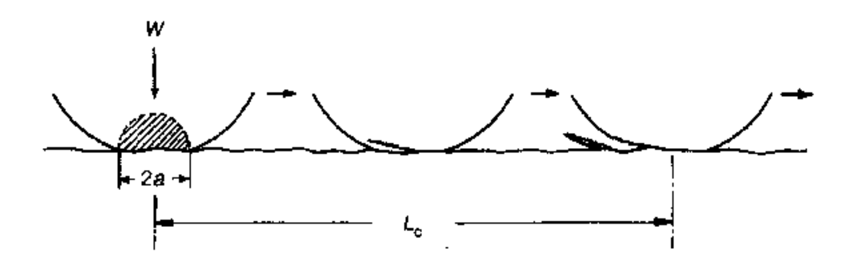


图 13-41　产生疲劳磨粒的示意图。它们的产生是通过 L_c 距离

引入一个应力循环产生一个单位的滑动距离为 $2a'$，则产生一疲劳磨损粒子的临界距离 L_c 与应力循环的临界数目 N_f 有如下关系：

$$N_f = \frac{L_c}{2a'} \tag{13-38}$$

如果像在(13-29)式那样引入一个概率 K_f'，则在滑动距离 L_c 后，从示于图 13-41 中接触区中产生的磨损体积 ΔV 如下给定：

$$\Delta V = K_f' \frac{2\pi}{3} a^3 \tag{13-39}$$

在粘着磨损(13-32)式中引入一个类似概念，在滑动一个距离 L 后 n 个结点的总磨损体积可给定如下：

$$V = n \cdot K_f' \cdot \frac{2\pi}{3} a^3 \cdot \frac{L}{L_c} \tag{13-40}$$

将式(13-38)代入(13-40)式中，在载荷 W 下所有接触点取平均接触压力 p_m，可得出

$$V = n \cdot K_f' \cdot \frac{2\pi a^3}{3} \cdot \frac{L}{2a' N_f}$$
$$= \frac{K_f'}{N_f} \cdot \frac{n\pi a^2}{3} \cdot \frac{a}{a'} \cdot L \quad (13\text{-}41)$$
$$= \frac{K_f'}{3N_f} \cdot \frac{a}{a'} \cdot \frac{W}{p_m} \cdot L$$

像(13-33)和(13-37)式中的一样，(13-41)式可写作

$$V = K_f \cdot \frac{W}{p_m} \cdot L \quad (13\text{-}42)$$

式中，K_f 为疲劳磨损的磨损系数。

应该指出，疲劳磨损的 K_f 除了包括与 K_{ab} 和 K_{ad} 类似的 K_f' 外，还包含 N_f 和 a/a' 两项。

在金属的标准疲劳试验中，Tavernelli 和 Coffin(1959)给出如下有关失效的循环数目 N 的经验公式

$$N_f^m \cdot \Delta\varepsilon_p = c, m = 1/2 \quad (13\text{-}43)$$

式中，$\Delta\varepsilon_p$ 为纵向塑性应变范围，c 为与断裂韧度有关的常量。

基于这一关系和在界面凸点接触的模型，Halling(1975)给出 N_f 如下：

$$N_f = \left(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{max}}\right)^{m'} \quad (13\text{-}44)$$

式中，ε_f 为一个载荷循环后失效的最大塑性应变，ε_{max} 为在与凸点接触过程中的最大应变，对金属 $m'=2$。

另一方面很明显，a/a' 可在很宽的范围变化，这取决于摩擦表面的几何形状。

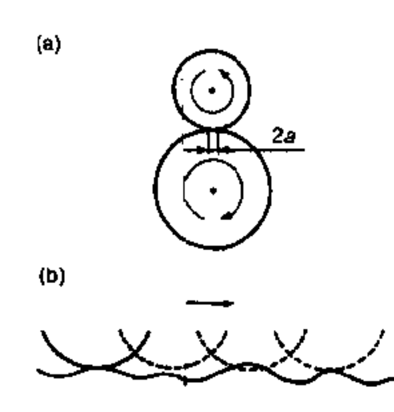


图 13-42 (a)反复滚动-滑动接触示意图；(b)粗糙表面滑动接触示意图

在图 13-42(a)所示的滚动-滑动接触以及图 13-42(b)粗糙接触的示意图中，在通常情况下，a/a' 的值可在 10^{-2}—10^{-3} 之间取值。如果与磨损凸面相对的平坦表面较为光滑，a/a' 的值接近于 1。

以这种方式，a/a' 值的量级可以通过了解摩擦对的精确几何条件来作评估。

从这些方面考虑则很明显，K_f 的物理意义与 K_{ab} 和 K_{ad} 有所不同。

13.5.5.4 腐蚀磨损

在腐蚀气体或流体中发生滑动时，表面上形成化学反应产物。如果这些化学反应产物强烈地吸附在表面，其行为类似于基体金属，磨损机制几乎与金属的相同。对于磨粒和粘着磨损，必须引入化学产物的磨损系数。

然而在许多情况下，化学反应产物具有与金属不同的行为。在水中的氮化硅的氢氧化物与表面的结合非常弱，通过磨擦很容易从表面移出，并溶于水(Fisher 和 Tomizawa，1985；Tsunai 和 Enomoto，1989)。如果反应速率很高，形成大量氮化硅的氢氧化物被并迅

速被磨掉。在这种情况下反应速率决定了磨损速率。

· p. 670 ·

在钢存在氧化膜的情况下,其厚度值达到大约 10μm 的临界厚度时就从表面剥落(Quinn,1962)。

如果反应速率不是很高,氧化膜在一个循环内不足以长大到临界厚度,就不可能发生钢的氧化磨损。在这种情况下,反应速率也就决定了磨损速率。

因为形成化学产物所需要的反应速率在很大程度上受温度影响,所以在真实接触界面的实际温度对于磨损速率的测定是重要的。

在下节里将以金属中腐蚀磨损中的一些观点出发,来阐述钢的氧化磨损。

13.5.6 钢的磨损机制图

在过去已经发表了大量有关钢棒与钢盘之间无润滑滑动的磨损数据。Lim 和 Ashby (1987)用从下面四个主要方面获得的数据得出了经验磨损机制图。

(a) 卡滞;

(b) 熔化占主导的磨损;

(c) 氧化占主导的磨损;

(d) 塑性占主导的磨损。

在卡滞中,棒的整个名义面积与盘接触(真实接触面积等于名义接触面积),卡滞时的法向压力 $\tilde{W}$ 给定为

$$\tilde{W} = \frac{1}{(1+\alpha\mu^2)^{1/2}}\left[1 - \frac{T_b - T_0}{20T_m}\ln\left(\frac{10^6}{\zeta\tilde{v}}\right)\right] \tag{13-45}$$

对熔化磨损,假定界面上一层熔化金属的整个体积从界面射出,则归一化的磨损速率 $\tilde{V}$ 由下式给定:

$$\tilde{V} = \left(\frac{T_m - T_0}{T^*}\right)\frac{H_0}{L_m}\frac{1}{\zeta\tilde{v}} \cdot \left(\alpha_h\mu\tilde{W}\tilde{v}\frac{T^*\zeta}{T_m - T_0} - 1\right) \tag{13-46}$$

属于腐蚀磨损范畴的氧化占主导的磨损分为两种:轻微氧化磨损和严重的氧化磨损。

图 13-43 示出了轻微氧化磨损的模型,在该模型中,氧化膜达到临界厚度时发生剥离。

这一模型的归一化磨损速率 $\tilde{V}$ 为

$$\tilde{V} = \left(\frac{C^2 A_{ox} r_0}{z_c a_t}\right)\exp\left(-\frac{Q_0}{RT_f}\right)\frac{\tilde{W}}{\tilde{v}} \tag{14-47}$$

图 13-44 示出了严重磨损的模型,厚的氧化膜在表面形成,薄膜的熔化部分(熔化层)作为磨损粒子损耗。这一模型的归一化磨损速率 $\tilde{V}$ 为

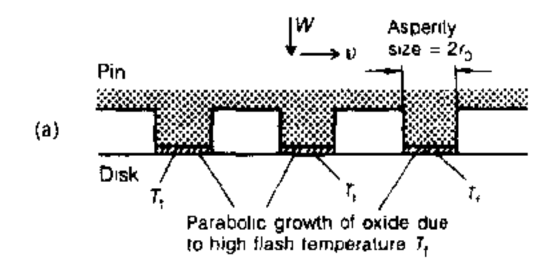
$$\tilde{V} = f_m\frac{\kappa_{ox}(T_m^{ox} - T_b)}{\kappa_{ox}a_t}\frac{(\tilde{W}n)^{1/2}}{\zeta\tilde{v}} \cdot$$

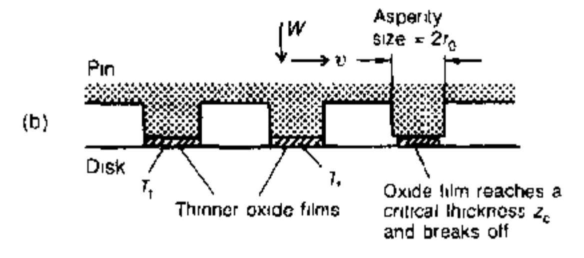
$$\cdot\left[\alpha_h\mu\frac{a_t H_0\zeta}{\kappa_{ox}(T_m^{ox} - T_b)}\left(\frac{\tilde{W}}{n}\right)^{1/2}\tilde{v} - 1\right] \tag{13-48}$$

对塑性占主导的磨损,包括粘着磨损和疲劳磨损,归一化磨损速率 $\tilde{V}$ 为

$$\tilde{V} = KW \tag{13-49}$$

· p. 671 ·





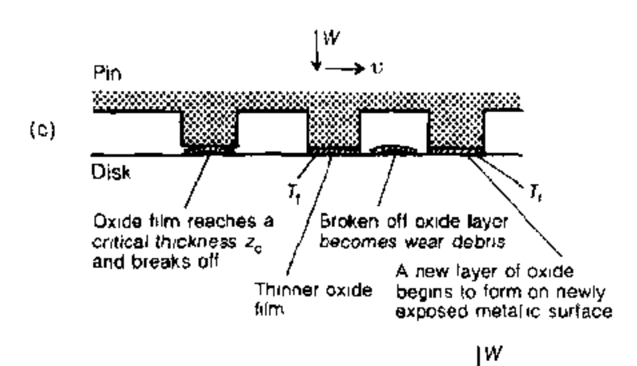


图 13-43　理想化的轻微氧化磨损模型。(a) 凸点接触处(总面积为 A_r)形成的氧化膜按照双曲线速率长大；(b) 在一个凸点接触处氧化膜达到临界氧化厚度 Z_c 之后仅裂开；(c) 裂开后的氧化膜变成一磨损碎片，在新暴露的金属表面在次形成氧化层；同时另外凸点接触的氧化膜在达到临界氧化厚度 Z_c 时又破裂(Lim 和 Ashby，1987)

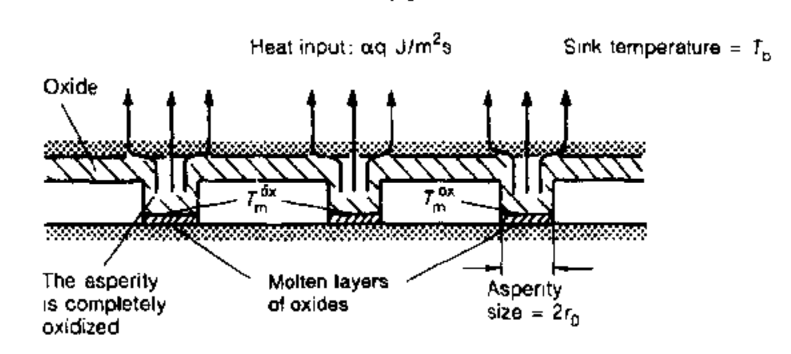


图 13-44　理想化的轻微氧化磨损模型。假定凸点完成氧化，b 被熔化氧化的薄层在凸点接触区形成(Lim 和 Ashby，1987)

在高接触压力下粘着磨损占主导时，

$$K = 5 \times 10^{-3} \tag{13-50a}$$

而在低接触压力下疲劳磨损(包含分层)占主导时，

$$K = 5 \times 10^{-5} \tag{13-50a}$$

图 13-45 示出了用(13-45)，(13 46)，(13-47)，(13-48)，(13-50a)和(13-50b)式计算获得的磨损机制图。图形示出了恒定的归一化磨损速率 $\tilde{V}$，粗实线划分的区域为各种模式

占主导磨损的区域。

这一磨损机制图与过去钢的经验数据完全吻合。

13.5.7 亚表面的显微组织

对一给定的摩擦副,(13-19)式中 α 和 f_i 的变化引起摩擦系数的改变,α 主要取决于一种材料的加工硬化性能(Kayaba 和 Kato,1981),f_i 取决于界面和基体材料的剪切强度。在 13.4.2 节中已经说明,吸附气体或有机分子能改变界面的剪切强度 s_i。改变 f_i 的另一个参数是基体材料在界面的剪切强度 k。由于加工硬化,k 值通常随塑性应变的增加而增高。

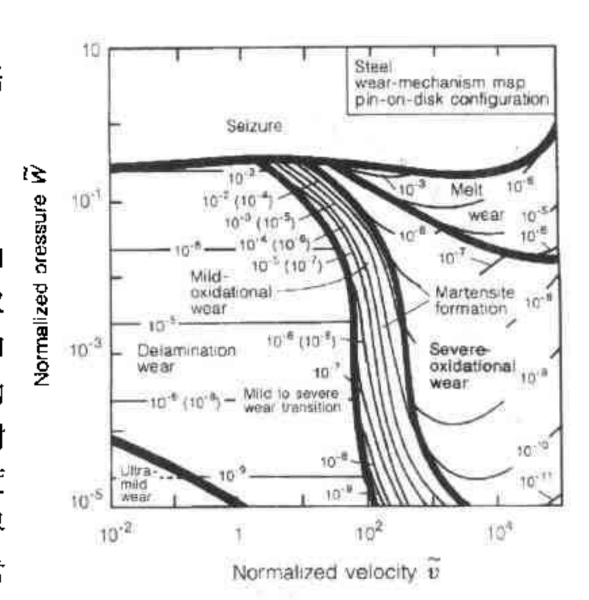


图 13-45 钢棒与钢盘滑动时的磨损机制图。恒定的归一化磨损速率绘制在表示不同磨损机制占主导的区域内

• p. 672 •

另一方面,反复滑动循环下的磨损模型取决于塑性变形量和亚表面上的显微组织状态,如在 13.5.2 和 13.5.3 节中所述,塑性应变和塑形区的尺寸可用弹性和塑形理论来估算。对于这种分析,通常引入一个假定常数 k。

但是图 13-28 和 13-35 所示的观察表明,由于反复的摩擦,磨损表面肯定产生加工硬化。这意味着磨损痕迹的硬度随着每一个摩擦循环在增加,且导致磨损模式的改变。

因此,了解亚表面层的显微组织结构以及引入变量 k 来修改亚表面层的塑形变形的理论解都是重要的。

因此,应从加工硬化和剪切强度这些观点来考虑亚表面的变形微观机制。

13.5.7.1 滑动后亚表面上的塑性应变分布

图 13-46 示出了经干滑动后被磨损铜棒的横截面,此处将一铝膜夹在两个棒之间,以便使位移场明显(Dautzenberg,1980)。

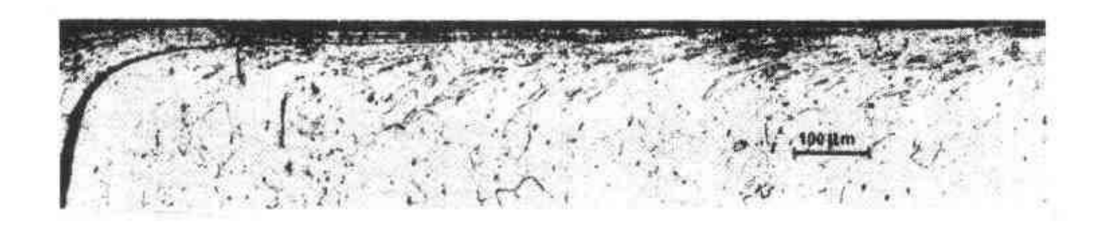
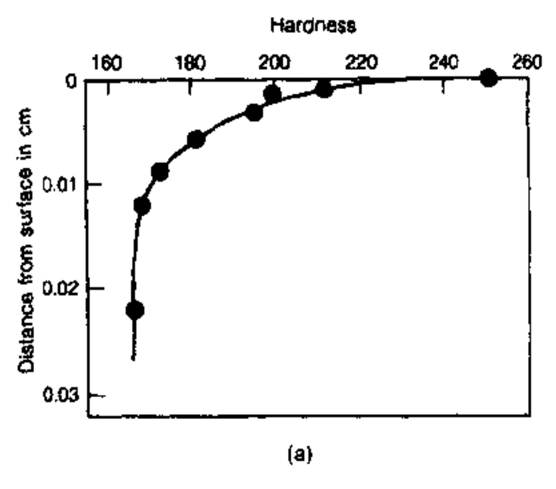


图 13-46 被磨损的铜表面的位移场(Dautzenberg,1980)

由于在磨损痕迹下产生这种变形,其硬度分布示于图 13-47(Hirst 和 Lancaster,1961)。在图 13-46 和图 13-47 中所观察到的严重变形层厚度大约为 120μm 左右,这似乎与结点处平均接触面积的直径基本相当。



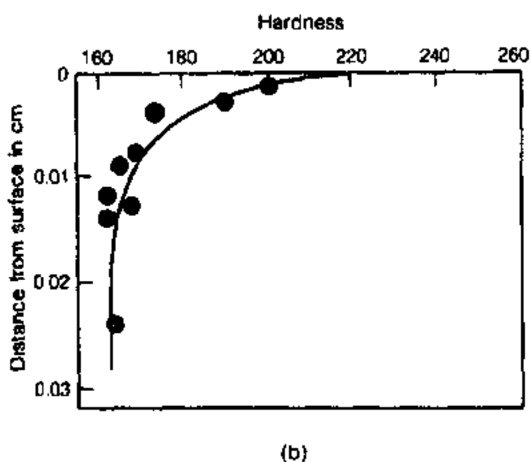


图 13-47　60/40 黄铜对在两种不同滑动速率下距表面不同晶粒深度的硬度分布

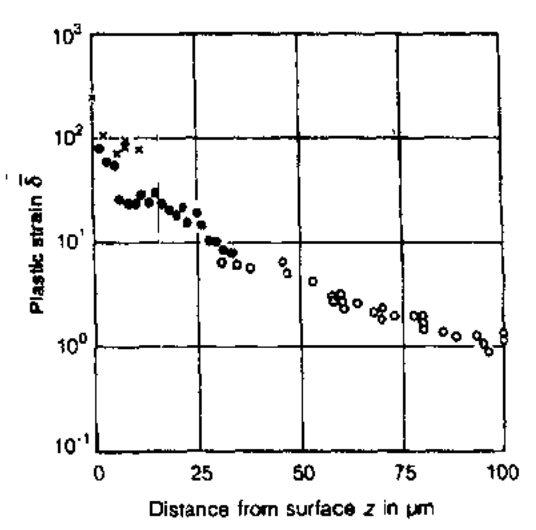


图 13-48　铜的有效变形(有效塑形应变)作为距磨损表面的函数(Dautzenberg 和 Zaat, 1973)；○为光学显微观察；× 为薄膜的电子显微观察

• p. 673 •

图 13-48 示出了塑形应变 δ 随磨损表面距离的变化(Dautzenberg 和 Zaat, 1973)，这里的 δ 对一个晶粒定义为

$$\delta = \frac{D}{C_s\sqrt{3}} \tag{13-51}$$

式中，D 为通过原始球形晶粒中心的截面，C_s 为变形后通过椭球形晶粒中心的载面。

这表明，磨损表面的有效塑形应变达到很高的值 δ=100。然而，已经表明它可以高达 δ=200(Van Dijck, 1978)，像在图 13-48 中用“叉(×)”表示的那样[例如，Van Dijck(1978)给出了 δ 的一个普遍定义]。

图 13-48 的结果给出了下而有关剪切应变 γ 与深度 z 之间的经验关系式(Kuhlman-Wilsdorf, 1981)：

$$\gamma = \gamma_s \exp\left(-\frac{m^*}{1 + z^*/z}\right) \tag{13-52}$$

式中，γ 为剪切应变，γ_s 为在表面的剪切应变，z^* 为距表面的深度，m^* 为考虑加工硬化效应的试验常量。

13.5.7.2　滑动后亚表面上的位错与位错胞

除了通过晶粒变形观察到(13-51)和(13-52)式中的应力分布外，位错结构也发生明显改变。

• p. 674 •

图 13-49 示出了软钢在干条件下滑动了 4000m 后亚表面的水平截面上所观察到的

位错(Garbar 和 Skorinin,1978)。在表面下 15μm 处的亚表层,位错的分布是无序的,如图 13-49(a)所示,但在表面下 8－10μm 处开始形成图 13-49(b)所示的胞状边界。图 13-49(c)所示在表面下 5μm 处,已形成了很好的胞状结构。而在图 13-49(d)中,在表面处已变为细小的和椭圆形的。

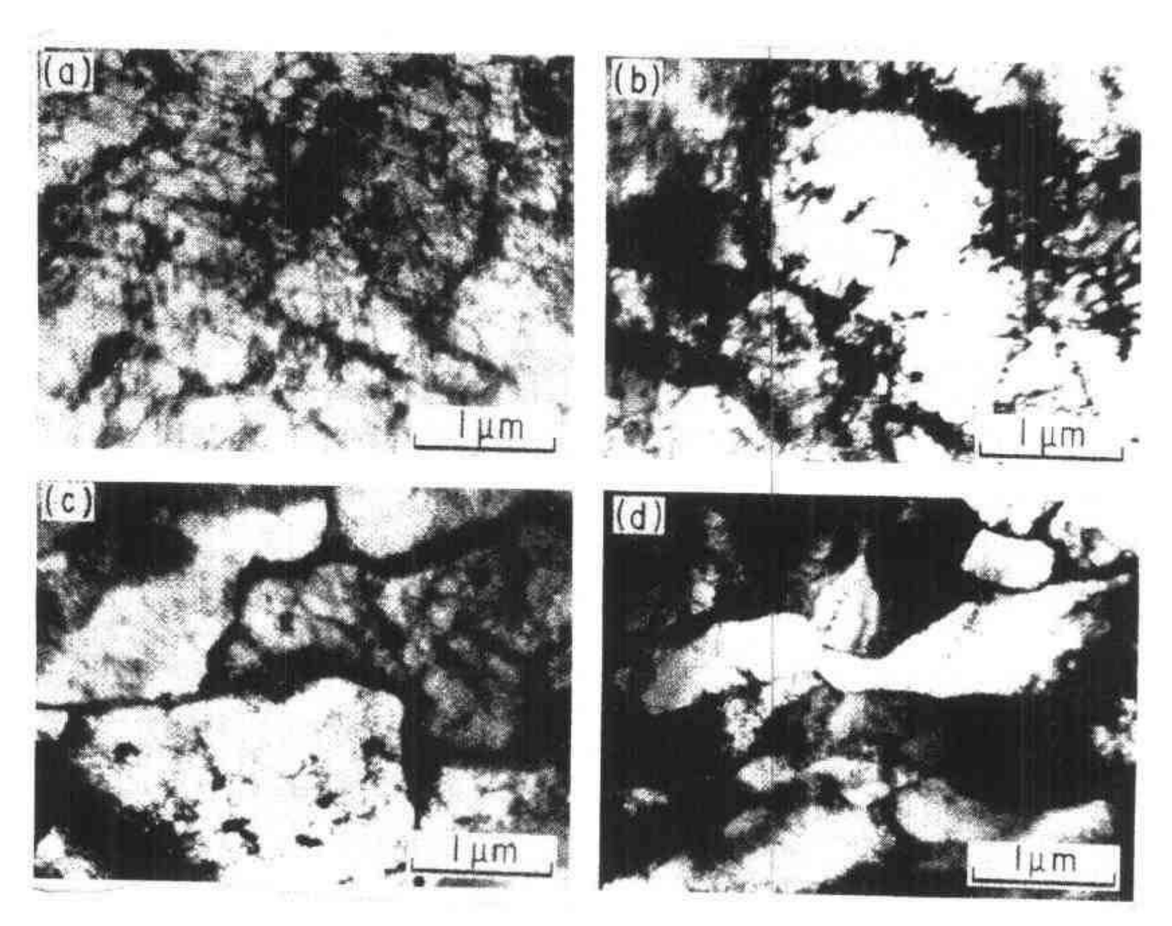


图 13-49 软钢磨损表面下的水平截面上位错、胞及亚晶粒(Garbar 和 Skorinin,1978)
(a) 表面下 15μm 处;(b) 表面下 8－10μm 处;(c) 表面下 5μm 处;(d) 表面

图 13-50 示出了与氩气中滑动 12m 后铜磨损表面纵向剖面的细节情况(Rigney 等,1986)。在图 13-50(a)中,其结构由较宽的位错壁围成的等轴胞所组成。接近表面时这些壁有些变薄,胞向靠近表面方向被拉长,如图 13-50(b)。

图 13-50(c)示出了包含表面边缘及恰好下面的部分。在基体上部存在有超细晶机械混合层,以窄黑带出现。它包含有直径 3－30nm 的小晶体,它们是铜的小片和匹配材料(440C 钢)的混合物。这一层在基体表面重新形成,它是滑动过程中粘着转变和来自两表面小碎片逆转变的结果(Heilman 等,1983)。

转变层及其下面的基体材料被一明显的确定的界面分开。恰在界面下存在界面明确的胞和 0.2－0.4μm 的亚晶粒。这些胞在滑动方向上被拉长,亚结构边界也很分明。

从图 13-48,13-49 和 13-50 中明显可知,在磨损表面下大于 15μm 处形成位错网络,此处的有效塑形应变较小,面在接近表面处形成胞。在表面附近,这些胞被拉长且变小,面位错壁变薄。

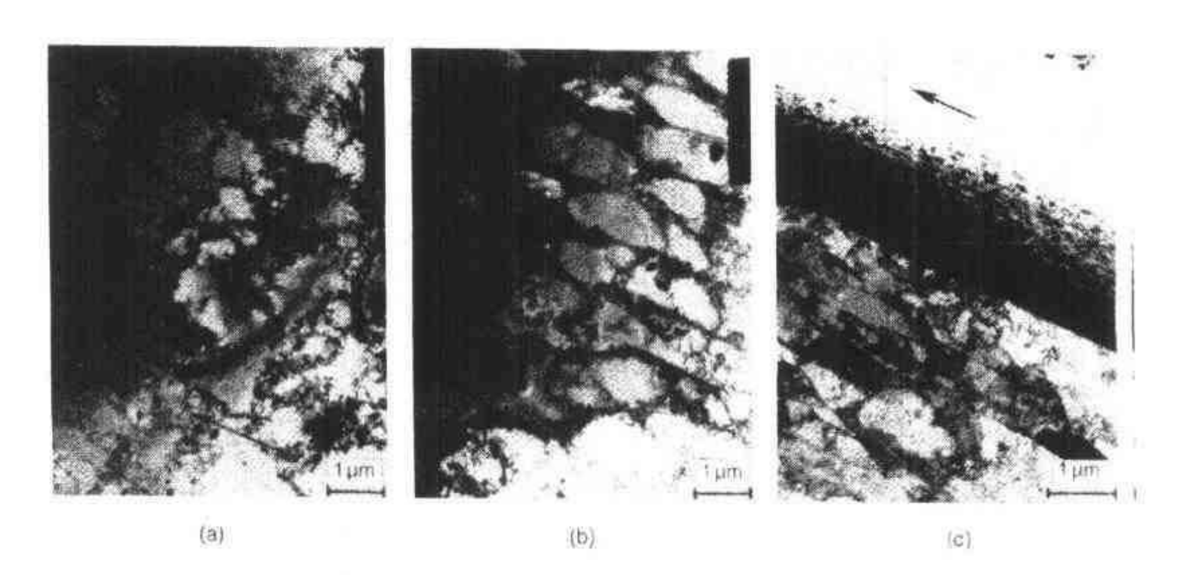


图 13-50　铜磨损表面纵向剖面的位错、胞及亚晶粒(Rigney 等,1986)。(a) 磨损表面下约 15μm 处;(b) 磨损表面下约 8μm 处;(c) 磨损表面下 0—5μm 处

亚表面上胞沿剪切应力方向拉长的变形机制与在拉丝中所观察到的极为相似(Langford 和 Cohen,1969)。含碳 0.007%的钢拉丝实验中,平均的、横向的、线性的和交叉的胞尺寸 d 与强度(流变应力)τ_f 有关,

$$\tau_f = \tau_0 + \frac{m^{**}}{d} \tag{13-53}$$

式中,τ_0 为在滑动面上的摩擦应力,m^{**} 为实验常量。

(13-53)式给出的胞尺寸强化机制基于以下假设,胞壁上的位错源在低应力下借助于高应力集中在低的外加应力下容易开动,观察到的应变硬化是由使得位错环能够沿胞的滑移面扩展并直到它们在滑移面周边上相互合并或湮灭所需要的应力面引起的。基于这一假定和单位体积能对伯格斯矢量 $\boldsymbol{b}$ 的变形功模型和由 $m^{**}=3.0Gb'$ 给出的剪切模量 G,(13-53)式可写成如下:

$$\tau_f = \tau_0 + 3.0\frac{Gb'}{d} \tag{13-54}$$

式中,b' 为矢量 $\boldsymbol{b}$ 的模。

在用(13-54)式的模型中,与第二项 d^{-1} 相比,摩擦应力 τ_0 非常小。第二项表明,大部分变形功参与了使胞塑性伸长所需的总位错长度。这些位错存在三种可能的结果:(a) 湮灭消失或在胞壁消失;(b) 通过胞生长消失;(c) 进入剩余的胞壁(储存能)。

• p. 675 •

另一方面还应该指出,应变硬化的一般晶粒尺寸模型给出了 Hall-Petch 方程,($\tau_f=\tau_0+m^{**}/\sqrt{d}$),这里强度是 $\sqrt{d}$ 的线性函数。位错形核或位错源的开动被认为是确定强度的临界点。

• p. 676 •

(13-54)式和 Hall-Petch 公式之间的这一差别清楚地说明了亚表层上的摩擦变形这种唯一的应变强化机制。滑动方向横截面上胞的尺寸分布对确定亚表面强度以及磨损行

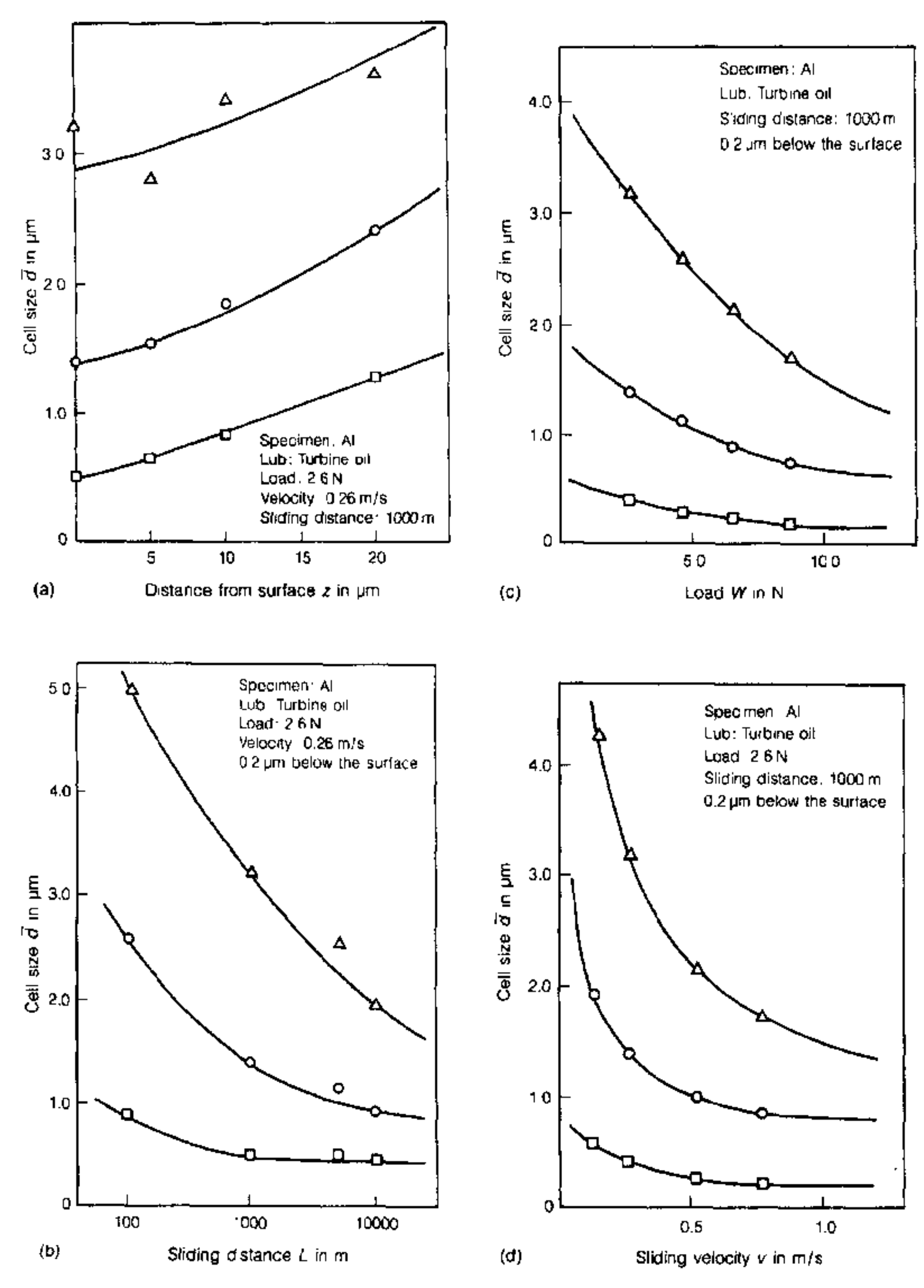


图 13-51 在磨损表面以下 0.2μm 处水平截面上胞尺寸分布。最大值用三角符号表示，平均值用圆而最小值用方框表示。(a) 在亚表面层上的胞尺寸；(b) 滑动时胞尺寸的变化；(c) 载荷对胞尺寸的影响；(d) 滑动速度对胞状尺寸的影响(Kato 等，1985)

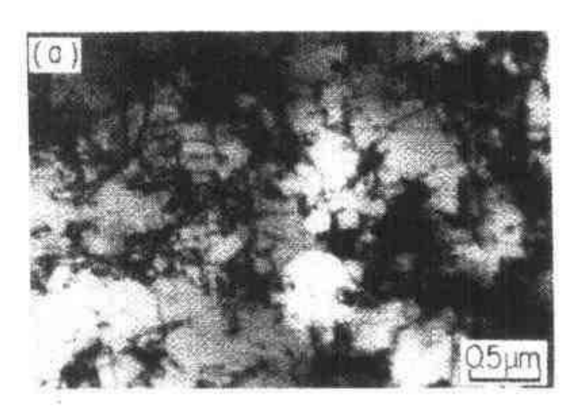
为是极为重要的。

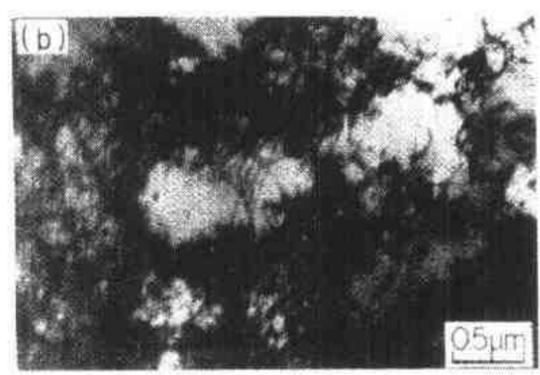
作为下一步了解亚表面显微组织的变化，重要的是要知道各种摩擦条件对胞尺寸分布的影响。

目前对穿过磨损痕的横截面上胞尺寸分布的有关观察报道还非常少。然而，在表面下不同深度上胞尺寸分布以及滑动距离、载荷和速度对铝的表面下 0.2μm 处胞尺寸的影响等示于图 13-51(Kato 等,1985)。在涡轮油的润滑下摩擦是由于一棒在圈上滑动的结果。摩擦系数大致为 0.1，它略小于图13-46和图 13-50 示出的不润滑情况。

胞的尺寸系根据拉长椭圆胞的长轴与短轴的平均值来计算。

图 13-51(a)示出了在磨损表面下的胞尺寸分布。在表面胞的尺寸平均值约为 1.4μm，最小值约为 0.4μm。如果了解到图 13-49、图 13-50 和图13-51示出的润滑条件之间的差别，就不必对平均胞尺寸远大于在图 13-49 和图 13-50 中所观察到的尺寸感到意外。





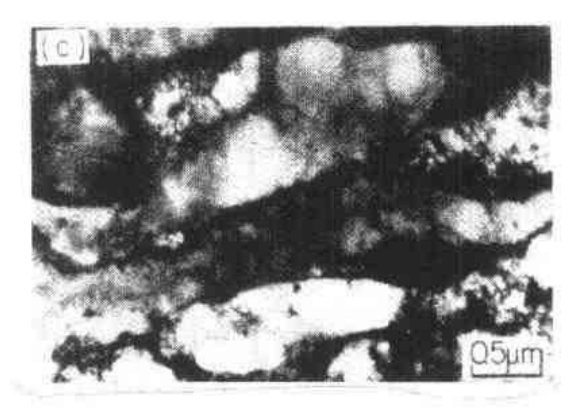


图 13-52 滑动速率对 0.45%碳钢无润滑下滑动 66.6m 后亚表面的位错和位错胞的影响(Nakajima 和Mizutani, 1969)。(a) 0.07m/s; (b) 0.48m/s; (c) 0.56m/s

更加重要的是最小胞尺寸的值约为 0.4μm，这非常接近于在图 13-50 中所观察到的。这是由于最小胞尺寸在接触点上产生，而接触点上润滑膜破裂并形成金属/金属之间的接触。

图 13-51(b)，(c)和(d)的胞状尺寸是在表面下所观察到的。图 13-51(b)示出了胞尺寸几乎随滑动距离的增加而线性减小。胞的尺寸越大，它减少的越迅速。

一旦胞尺寸达到约 0.4μm，就几乎停止减小，这说明在某种摩擦条件下，存在一最小的胞尺寸。

载荷对胞尺寸的影响是相当明显的，如图 13-51(c)所示。载荷增加 4 倍，胞状尺寸下降为 2。所观察到的最小胞状尺寸约为 0.16μm。

滑动速度也明显影响胞的尺寸，如图 13-51(d)所示。增加滑动速度降低胞尺寸。由于滑动速度的变化减小摩擦并生热，其影响机理是相当复杂的。图 13-52 用 0.45%碳钢在无润滑情况下滑动 66.6m 后在亚表面的位错和位错胞反映出这些影响。仅仅在滑动速度为 0.07m/s[见 13-52(a)]时就

形成位错网，厚壁胞在 0.48m/s[见图 13-52(b)]时形成，薄壁的拉长的胞在 4.56m/s[见图 13-52(c)]时形成。这一观察定量地支持了图 13-51(d)的结果。

• p. 677 •

如果引入一种方法将图 13-51 中 d 转变到(13-54)式中的 $\bar{d}$，对于用图 13-51 的定量关系给出的磨擦条件，就可用(13-54)式来估算亚表面的强度。

13.6 展　望

人们对材料特别是对金属材料的摩擦和磨损已进行了大量的观察和研究，但是摩擦和磨损理论还远不能满足实际应用的要求。原因之一是除了界面现象的敏感性之外，在许多情况下还不能严格地控制摩擦条件。人们通常不关心微观方面而仅仅观察表观现象。因而一而再地丧失了观察摩擦和磨损的最佳时机。基于这一观点，本章主要想在摩擦和磨损的微观与宏观机制之间建立一个桥梁。

但这仍然是不充分的，仍不能很好地描述界面上原子和分子的行为，对微观化学反应还不能作出很好地解释。

从所周知，在摩擦界面上可能有其它的反应和特殊的电子散射。界面上的磨损粒子可能小到含有几个原子的原子团。

现代工程发展的趋势很清楚，摩擦和磨损的超显微观察未来将变得更加必要。

微摩擦学的未来发展将用来研究摩擦和磨损状态。

13.7 致　谢

作者衷心感谢东京大学机械工程系研究助理 N. Umehara 博士和 K. Adachi 先生在完成这一章稿件给予的帮助。

13.8 参考文献

Akagaki, T., Kato, K. (1985), *Proc. JSLE Int. Trib. Conf.*, Tokyo, 891.
Akagaki, T., Kato, K. (1987), *Wear 117*, 179.
Akagaki, T., Kato, K. (1988), *STLE. Trib. Trans. 31*, 311.
Archard, J. F. (1953), *J. Appl. Phys. 24*, 981.
Bowden, F. P., Hughes, T. P. (1939), *Proc. Roy. Soc. A 172*, 263.
Bowden, F. P., Tabor, D. (1950), *The Friction and Lubrication of Solids*, Part 1. Oxford: Clarendon.
Bowden, F. P., Tabor, D. (1964), *The Friction and Lubrication of Solids*, Part 2. Oxford: Clarendon.
Buckley, D. (1981), *Surface Effects in Adhesion, Friction, Wear and Lubrication*. Amsterdam: Elsevier.
Cameron, A. (1966), *Principles of Lubrication*. London: Longmans.
Challen, J. M., Oxley. P. L. P. (1979), *Wear 53*, 229.
Cheng, H. S., Keer, L. M. (1980), *ASME, AMD*, 39.
Childs, T. H. C. (1988), *Proc. Instn. Mech. Engr. 202*, c6, p. 379.
Chiou, Y. C., Kato, K. (1987), *J. JSLE, International Edition 9*, 11.
Chiou, Y. C., Kato, K., Kayaba, T. (1985), *Trans. ASME J. Trib. 107*, 491.
Cocks, M. (1962), *J. Appl. Phys. 33*, 2152.
Czichos, H. (1978), *Tribology – a System Approach to Friction, Lubrication and Wear*. Amsterdam: Elsevier.
Dautzenberg, J. H. (1980), *Wear 59*, 401.
Dautzenberg, J. H., Zaat, J. H. (1973), *Wear 23*, 9.
Dowson, D., Higginson, G. R. (1966), *Elasto-Hydrodynamic Lubrication*. Oxford: Pergamon Press.
Dufrane, K. F., Glaeser, W. A. (1976), *Wear 37*, 21.
Fegredo, D. M., Pritchard, C. (1978), *Wear 49*, 67.
Fischer, T. E., Tomizawa, H. (1985), *Wear 105*, 21.
Garber, I. I., Skorinin, J. V. (1978), *Wear 51*, 327.
Gilbreath, W. P. (1967), in: *Adhesion or Cold Welding of Materials in Space Environments, ASTM-STP431*. Philadelphia, PA: American Society of Testing and Materials.
Green, A. P. (1954), *J. Mech. Phys. Solids 2*, 197.
Greenwood, J. A., Tabor, D. (1957), *Proc. Conf. on Lub. and Wear, Inst. Mech. Engrs.*, p. 314.
Halling, J. (1975), *Wear 34*, 239.
Hamilton, G. M. (1963), *Proc. Instn. Mech. Engrs. 177*, p. 667.
Heilman, P., Don, J., Sun, T. C., Glaeser, W. A., Rigney, D. A. (1983), *Wear of Materials*. New York: ASME, p. 414.
Hertz, H. (1882), *J. Reine und Angewandte Mathematik 92*, 156.
Hirst, W. (1957), *Proceedings of the Conference on Lubrication and Wear*. London: Institution of Mechanical Engineers, p. 674.
Hirst, W., Lancaster, J. K. (1961), *Proc. Roy. Soc. A 259*, p. 228.
Hokkirigawa, K., Kato, K. (1988), *Tribology International 21*, 51.
Holm, R. (1946), *Electric Contacts*. Uppsala: Almquist Wiksells.
Holm, R. (1946), *Electric Contacts*. Uppsala: Almquist Wiksells.
Jahanmir, S., Suh, N. P. (1977), *Wear 44*, 17.
Jahanmir, S., Suh, N. P., Abrahamson, E. P. (1974), *Wear 28*, 235.
Johnson, K. L. (1985), *Contact Mechanics*. Cambridge: Harvard University Press.
Kato, K., Kayaba, T., Ono, Y. (1985), *Wear of Materials*. New York: ASME, p. 463.
Kayaba, T., Kato, K. (1978 a), *Wear 47*, 93.
Kayaba, T., Kato, K. (1978 b), *Wear 51*, 105.
Kayaba, T., Kato, K. (1981), *ASLE Trans. 24*, 164.
Kayaba, T., Suzuki, S. (1976), *Technical Report Tohoku University 41*, 21.
Keer, L. M., Bryant, M. D. (1983), *Trans. ASME 105*, 198.
Kitsunai, H., Kato, K., Hokkirigawa, K., Inoue, H. (1990), *Wear 135*, 237.
Kuhlman-Wilsdorf, D. (1980), in: *Fundamentals of Friction and Wear of Materials*. Metals Park, OH: Am. Soc. Met.
Langford, G., Cohen, M. (1969), *Trans. ASM 62*, 623.
Lim, S. C., Ashby, M. F. (1987), *Acta Metall. 35.1.1*.
McFarlane, T. S., Tabor, D. (1950). *Proc. Roy. Soc. London*, Series A, 202, p. 244.
Merwin, J. E., Johnson, K. L. (1963), *Proc. Instn. Mech. Engrs. 177*, p. 676.
Nakajima, K., Mitzutani, Y. (1969), *Wear 13*, 283.
Peterson, M. B., Winer, W. O. (1980), *Wear Control Handbook*. New York: ASME.
Poritsky, H., Schnectaday, N. Y. (1950), *J. Appl. Mech., June*, 191.
Prandtl, L. (1920), *Göttingen Nachr. Math. – Phys. Nachr.*, 74.
Quinn, T. F. J. (1962), *British J. Appl. Phys. 13*, 33.
Rigney, D. A., Naylor, M. G., Divakar, R. (1986), *Mat. Sci. Engr. 81*, 409.
Rigney, D. (1990), *Scripta Metallurgica Materialia 24*, 798.
Sakurai, T., Baba, T., Ohara, S. (1958), *J. JSLE 3*, 293.
Stroud, M. F., Wilman, H. (1962), *British J. Appl. Phys. 13*, 173.
Tabor, D. (1951), *The Hardness of Metals*. Oxford: Clarendon.
Travernelli, J. F., Coffin, L. F. (1959), *Trans. ASM*, 438.
Tresca, H. (1864), *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris 59*, 754.
Tsunai, Y., Enomoto, Y. (1989), *Wear of Materials*. New York: ASME, p. 369.
Van Dijck, J. A. B. (1978), *Wear 51*, 327.
Wear Control Handbook (1980). New York: ASME.
Zum Gahr, K. H. (1987), *Microstructure and Wear of Materials*. New York: Elsevier.

一般阅读资料

Bowden, F. P., Tabor, D. (1954), *The Friction and Lubrication of Solids*, Part I. Oxford: Clarendon Press.

Bowden, F. P., Tabor, D. (1964), *The Friction and Lubrication of Solids*, Part II. Oxford: Clarendon Press.

Buckley, D. H. (1981), *Surface Effects in Adhesion, Friction, Wear and Lubrication*. Amsterdam: Elsevier.

Cameron, A. (1966), *Principles of Lubrication*. London: Longmans Green and Co. Ltd.

Dowson, D. (1979), *History of Tribology*. London: Longman Group.

Dowson, D., Higginson, G. R. (1977), *Elasto-Hydrodynamic Lubrication*. Oxford: Pergamon Press.

George, G. M. (Ed.) (1982), *Microscopic Aspects of Adhesion and Lubrication*. Amsterdam: Elsevier.

Halling, J. (1975), *Principles of Tribology*. New York: Macmillan Press.

Kragelsky, I. V., Dobychin, M. N., Kombalov, V. S. (1977), *Friction and Wear*. Oxford: Pergamon Press.

Rigney, D. A. (Ed.) (1980), *Fundamentals of Friction and Wear of Materials*. Metals Park, OH: Amer. Soc. for Metals.

Zum Gahr, K. H. (1987), *Microstructure and Wear of Materials*. Amsterdam: Elsevier.

索　　引

（陶春虎译　朱知寿校）